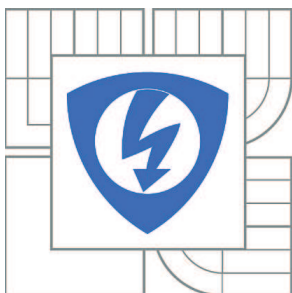


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

TOP HAT SVAZEK V OPTICKÝCH BEZKABELOVÝCH SPOJÍCH

TOP HAT BEAM IN FREE SPACE OPTICS

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

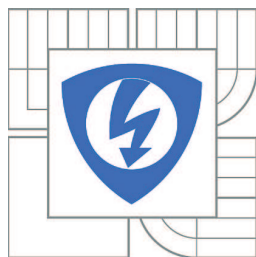
MARTIN GOLDA

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. LUCIE DORDOVÁ, Ph.D.

BRNO 2011



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

Bakalářská práce

bakalářský studijní obor
Elektronika a sdělovací technika

Student: Martin Golda

ID: 106447

Ročník: 3

Akademický rok: 2010/2011

NÁZEV TÉMATU:

Top hat svazek v optických bezkabelových spojích

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s typy optických svazků používaných v optických spojích ve volném prostoru. Prostudujte vlastnosti Top hat svazku. Seznamte se s Gaussovským svazkem z něj pomocí plano - konvexní čočky a difrakčních elementů vytvořte Top hat svazek.

Měřením a výpočty porovnejte parametry Gaussovského svazku s parametry Top hat svazku z hlediska atmosférického útlumu a atmosférických turbulencí.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] ANDREWS, L. C., PHILLIPS, R. L. Laser Beam Propagation through Random Media. Bellingham: SPIE, 1998.

[2] SALEH, B. E. A., TEICH, M. C. Fundamentals of Photonics. New York: John Wiley, 1991.

[3] ANDREWS, L., PHILLIPS, R., HOPEN, C. Laser Beam Scintillation with Applications. Washington: Spie Press, 2001.

Termín zadání: 7.2.2011

Termín odevzdání: 27.5.2011

Vedoucí práce: Ing. Lucie Dordová, Ph.D.

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida

Předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

ABSTRAKT

Tato práce popisuje způsob tvarování Gaussova typu profilu svazku na svazek s profilem ozáření typu Top hat a vlivem atmosférických turbulencí a atmosférického útlumu na tyto dva svazky. Jejím cílem je seznámení se se strukturou atmosféry, principem vzniku optického záření, jenž je využíváno při komunikaci ve volném prostoru a vlivu atmosféry na optický svazek. K úspěšnému vytvoření svazku Top hat je zapotřebí prostudovat princip jeho tvarování pomocí plano-konvexní čočky a dalších difrakčních členů. Práce provádí vyhodnocení a vzájemné porovnání vlivu turbulentního prostředí na optické svazky Gaussova typu a typu Top hat pro dvě různé vlnové délky.

KLÍČOVÁ SLOVA

LED, laser, optický svazek, tvarování laserového paprsku, Top hat, Gausův svazek, atmosférické turbulence, atmosférický útlum.

ABSTRACT

This thesis describes a way of laser beam shaping of Gaussian profile to Top hat profile and the influence of atmospheric turbulences and attenuation on both these beam profiles. Its aim is to get acquainted oneself with a structure of atmosphere, principle of optical radiation which is used in free space communication and the influence of atmosphere on laser beam. To be successful in creation of beam with Top hat profile is necessary to study the principle of focusing by using the plano-convex lenses and other diffraction elements. This thesis compares the influence of atmospheric turbulences and attenuation between Gauss and Top hat beam results for two different wavelengths.

KEYWORDS

LED, laser, optical beam, laser beam shaping, Top hat, Gaussian beam, atmospheric turbulences, atmospheric attenuation.

GOLDA, M. *Top hat svazek v optických bezkabelových spojích*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Ústav radioelektroniky, 2011. 63 s., 7 s. příloh. Bakalářská práce. Vedoucí práce: Ing. Lucie Dordová, Ph.D.

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Top hat svazek v optických bezkabelových spojích jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Děkuji vedoucímu bakalářské práce Ing. Lucii Dordové, Ph.D. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé bakalářské práce.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

OBSAH

Seznam obrázků	x
Seznam tabulek	xii
Úvod	1
1 Šíření světla v zemské atmosféře	2
1.1 Struktura zemské atmosféry.....	2
2 Vznik optického záření	5
2.1 Elektroluminiscenční(LED) dioda.....	5
2.1.1 Princip emitace fotonů u LED	6
2.2 Laserové záření	7
2.2.1 Princip polovodičových laserů.....	8
2.3 Plynové lasery	10
2.3.1 Helium-neonový laser	11
3 Tvarování optického paprsku	13
3.1 Paprsek s Gaussovým profilem intenzity ozáření.....	15
3.2 Paprsek s Top hat profilem intenzity ozáření	17
3.3 Možnosti tvarování Gaussovského typu paprsku na paprsek Tophat.....	18
3.4 Tvarování Tophat paprsku pomocí plankonvexní čočky.....	19
4 Vliv atmosférických poruch na optické záření	21
4.1 Ohyb optického svazku v atmosférických vrstvách	21
4.2 Vliv vlnové délky svazku v APP	23
4.3 Odraz a lom světla v atmosféře.....	25
4.4 Odraz světla od sférické kapky	26
4.5 Rozptyl světla na sférické kapce.....	28
4.6 Atmosférický útlum a rozptyl světla.....	29
4.7 Vliv atmosférických turbulencí na optický svazek.....	32
5 ostření a měření top hat profilu svazku	35
5.1 Měřící pracoviště	35

5.2	Postup měření	36
5.3	Úprava paprsku pomocí jednoho optického členu.....	38
5.4	Úprava optického svazku využitím plano-konvexní čočky a difusoru ...	39
5.5	Úprava optického svazku pomocí implementace difrakční mřížky.....	42
6	Měření obou typů svazků v turbulentním prostředí	45
6.1	Měřicí pracoviště	45
6.2	Naměřené a vypočtené výsledky	47
6.3	Příklady výpočtů	55
7	Závěr	58
	Literatura	59
	Seznam symbolů, veličin a zkratk	61
	Seznam příloh	63

SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1.1.1: Vertikální struktura Zemské atmosféry při rozdělení z hlediska průběhu teploty se stoupající nadmořskou výškou	3
Obr. 2.1.1: Elektroluminiscenční(LED) dioda[2]	5
Obr. 2.3.1.1: Nákras He-Ne laseru[upraveno 11]	11
Obr. 3.1:Tvar profilu intenzity ozáření s parametrem $\beta = 4$ [3]	14
Obr. 3.2: Tvar profilu intenzity ozáření s parametrem $\beta = 8$ [3]	14
Obr. 3.3: Tvar profilu intenzity ozáření s parametrem $\beta = 16$ [3]	14
Obr. 3.1.1: Příklad Gaussovského typu profilu svazku [upraveno 6].....	15
Obr. 3.2.1: Příklad svazku s profilem rozložení optické intenzity typu Top hat [upraveno 10]	17
Obr. 3.3.1: Principiální schéma ostření paprsku	18
Obr. 3.4.1: Princip tvarování paprsku Tophat pomocí plankonvexní čočky[upraveno 12]	19
Obr. 3.4.2: Typický případ nepřesného zaměření osy čočky s osou optického svazku..	20
Obr. 4.1.1: Ukázka atmosférické refrakce: a) klesající tlak s rostoucí výškou, b) inverzní stav[13]	21
Obr. 4.2.1: Spektrální propustnost atmosféry[upraveno 15]	23
Obr. 4.3.1: Odraz a lom světla[upraveno 13]	26
Obr. 4.4.1: Odraz světla od povrchu sférické kapky[upraveno 13].....	27
Obr. 4.5.1: Dvojnásobný lom paprsku při průchodu sférickou kapkou[upraveno 13] ...	28
Obr. 5.2.1 :Profil vstupního paprsku s Gaussovým typem profilu	37
Obr. 5.4.1: Měřicí soustava s čočkou č.1 a difusérem pro vzdálenost $X = 49$ mm	39
Obr. 5.4.2: Měřicí soustava s čočkou č.1 a difusérem pro vzdálenost $X = 49$ mm ve trojrozměrném zobrazení	40
Obr. 5.4.3: Print screen výsledku měření s čočkou č.2 a s difusérem a vlivu vzdálenosti čočky kratší než L (viz kap. 5.3).....	41
Obr. 5.4.4: Print screen výsledku měření s čočkou č.2 a s difusérem a vlivu vzdálenosti čočky delší než L (viz kap. 5.3)	41
Obr. 5.5.1: Print screen zobrazení svazku po průchodu difrakční mřížkou.....	42
Obr. 5.5.2: Print screen ostření svazku do profilu Top hat pomocí difrakční mřížky, difuséru s čočkou č. 1	43
Obr. 5.5.3: Ostření svazku s čočkou č.2 otočenou vypouklou částí směrem k CCD	

snímači	44
Obr. 6.1.1: Zapojení měřicího pracoviště	45
Obr. 6.2.1: Grafická závislost Averaging faktoru pro vzdálenost $L = 1\text{ m}$ a $L = 0,5\text{ m}$ pro obě používané vlnové délky	47
Obr. 6.2.2: Vlevo: vstupní profil bez turbulencí, Vpravo: výstupní profil po průchodu APP při nejvyšší výkonové úrovni infrazářiče, He-Ne laser 543 nm, profil typu Gauss. U profilu vpravo je patrné mírné rozšíření svazku a útlum vlivem turbulencí	48
Obr. 6.2.3: Vlevo: vstupní profil bez turbulencí, Vpravo: výstupní profil po průchodu APP při největších turbulencích, He-Ne laser 543 nm, profil typu Top Hat, získaný difusérovou metodou. Na profilech je patrný útlum vlivem turbulencí	48
Obr. 6.2.4: Fluktuace optického výkonu záření Gaussova typu profilu v čase měření 60s	49
Obr. 6.2.5: Fluktuace optického výkonu svazku s profilem typu Top hat v čase měření 60 s	49
Obr. 6.2.6: Graf naměřené závislosti relativní variance optické intenzity na úrovni infrazářiče	50
Obr. 6.2.7: Graf závislosti atmosférického útlumu vzhledem k úrovni výkonu infrazářiče	51
Obr. 6.2.8: Vlevo: vstupní profil bez turbulencí, Vpravo: výstupní profil po průchodu APP při největších turbulencích, He-Ne laser 633 nm, původní Gaussův profil. Na profilech je patrný útlum vlivem turbulencí.....	52
Obr. 6.2.9: Vlevo: vstupní profil bez turbulencí, Vpravo: výstupní profil po průchodu APP při největších turbulencích, He-Ne laser 633 nm, profil typu Top Hat, získaný difusérovou metodou. Na profilech je patrný útlum vlivem turbulencí	52
Obr. 6.2.10: Fluktuace optického výkonu záření Gaussova typu profilu v čase měření 60s	53
Obr. 6.2.11: Fluktuace optického výkonu svazku s profilem typu Top hat v čase měření 60 s	53
Obr. 6.2.12: Grafické znázornění závislosti relativní variance optické intenzity He-Ne laseru 633 nm na výkonové úrovni infrazářiče.....	54
Obr. 6.2.13: : Graf závislosti atmosférického útlumu vzhledem k úrovni výkonu infrazářiče	54

SEZNAM TABULEK

Tab. 1.1.1: Chemický podíl plynů v atmosféře(r. 1968):[13].....	2
Tab. 4.6.1: Hodnoty atmosférického útlumu a meteorologické vzdálenosti v atmosféře[15]	32
Tab. 4.7.1: Intenzita turbulencí vyjádřena strukturním parametrem indexu lomu:[15] .	34
Tab. 5.3.1: Naměřené hodnoty svazku pro plano-konvexní čočku č.1:.....	38
Tab. 5.4.1: Čočka č.1 s implementovaným difusérem.....	39
Tab. 5.4.2: Čočka č.2 s difusérem:	40
Tab. 5.5.1: Měření s pomocí difuséru a difrakční mřížky – čočka č. 1	43
Tab. 5.5.2: Měření s pomocí difuséru a difrakční mřížky – čočka č.2	43

ÚVOD

Cílem této bakalářské práce je seznámit se s různými typy optických svazků používaných ve volném prostoru. Jednou z možností optické komunikace ve volném prostoru může být využití laserového paprsku s profilem optické intenzity označovaným jako Top hat. Nejprve je však nutné se seznámit s Gaussovským svazkem, abychom byli schopni vytvarovat specifický tvar výsledné optické intenzity. K tvarování bude využito speciálních optických členů jako jsou plano-konvexní čočky a difrakční elementy.

První kapitola se zabývá rozbořem Zemské atmosféry, jejím nejen chemickým složením a rozbořem jakožto plynné masy, ale i uvedením příkladů z hlediska nečistot a srážek, jenž mají taktéž vliv na optický svazek v atmosférickém přenosovém prostředí. Dále je uvedena vertikální struktura atmosféry z nejčastěji používaného hlediska velikosti a rychlosti změny teploty s nadmořskou výškou.

Druhá kapitola se věnuje LED diodám, které se využívají např. v systémech typu „Ronja“. Posléze je vysvětlen princip elektroluminiscence na P-N přechodu LED diody, následován popisem principu emitace fotonů u laseru a to jak polovodičových, tak i plynových, jelikož se těchto druhů laserových generátorů využívá v bezkabelové optické komunikaci nejčastěji. Budou však vyjmenovány i další možnosti využití daného typu záření. Tato práce se zabývá konkrétně plynovými lasery typu HeNe, jejichž princip je popsán právě v kapitole 2.

Třetí kapitola popisuje Gaussův profil svazku spolu s jeho matematickým popisem. Dále pak popisem profilu typu Top hat, jenž bude v následujících kapitolách porovnáván svými vlastnostmi při průchodu atmosférickým přenosovým prostředím. Bude popsán princip ostření optického svazku pomocí difusoru a plano-konvexní čočky, jenž bude použita k vytvoření svazku s profilem typu Top hat.

Kapitola čtvrtá popisuje atmosférické přenosové prostředí z hlediska jeho vlivu na optický svazek. Popisuje vliv vlnové délky na vlastní svazek a jeho průchod daným prostředím, dále pak vliv teploty na index lomu v tomto prostředí spolu s lomem svazku při přechodu mezi dvěma prostředími. Dále se tato kapitola zabývá atmosférickým útlumem, neboli extinkcí, a atmosférickými fluktuacemi, tedy jejich příčinou i důsledky.

V kapitole páté jsou prezentovány výsledky měření při tvarování paprsku s profilem intenzity záření Top hat, vlivu difrakčních členů na profil svazku i vzdálenost plano-konvexní čočky od difusoru na profil svazku. Současně jsou průběžně zmíněné výsledky hodnoceny.

Šestá kapitola popisuje princip metody a výsledky měření obou profilů svazku v turbulentním prostředí. Taktéž obsahuje hodnocení každého naměřeného a vypočteného výsledku. Závěr této kapitoly obsahuje příklady výpočtů jednotlivých částí.

1 ŠÍŘENÍ SVĚTLA V ZEMSKÉ ATMOSFÉŘE

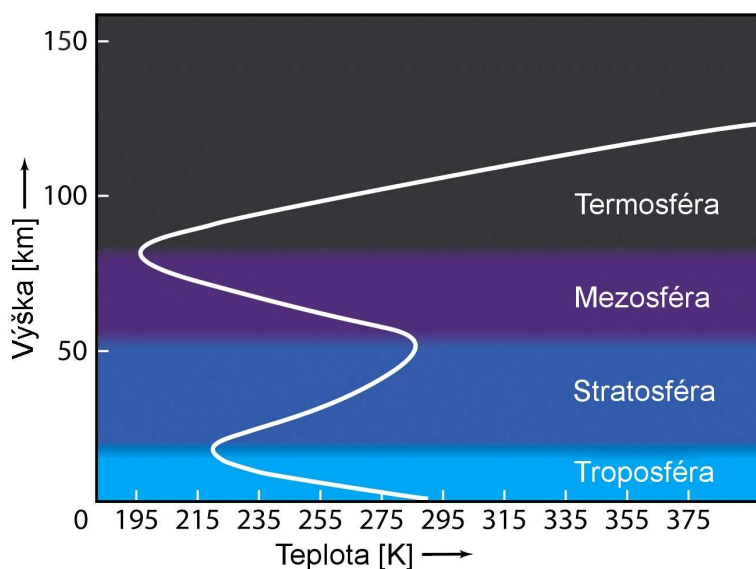
1.1 Struktura zemské atmosféry

Plynný obal země lze rozdělit podle několika hledisek. Nejzákladnější pak dělí ovzduší na čistou suchou pouze z plynu skládající se masu, dále pak na její kapalně a pevně příměsi. Mezi kapalně částice patří např. vodní pára, déšť, mlha a mezi pevně částice se řadí prachové částice či půdní částečky, vulkanický popel, vedlejší produkty průmyslové výroby, pyl, semena rostlin, ale i kosmický prach vzniklý z rozpadajících se meteoritů pronikajících atmosférou či led a sníh.

Tab.1.1.1: Chemický podíl plynů v atmosféře(r. 1968):[13]

Název plynu/ sloučeniny	Chemická značka	Množství v atmosféře[%]
Dusík	N ₂	78,084
Kyslík	O ₂	20,948
Argon	Ar	0,934
Oxid uhličitý	CO ₂	3,14 · 10 ⁻²
Neon	Ne	1,818 · 10 ⁻³
Hélium	He	5,24 · 10 ⁻⁴
Metan	CH ₄	2 · 10 ⁻⁴
Krypton	Kr	1,14 · 10 ⁻⁴
Vodík	H ₂	5 · 10 ⁻⁵
Oxid dusný	N ₂ O	5 · 10 ⁻⁵
Xenon	Xe	8,7 · 10 ⁻⁶
Ozón	O ₃	2 – 7 · 10 ⁻⁶
Oxid dusičitý	NO ₂	0 – 2 · 10 ⁻⁶

Atmosféru lze rozdělit podle několika hledisek. Nejznámější je vertikální rozdělení atmosféry, jedná se o rozdělení podle velikosti a rychlosti změny teploty s nadmořskou výškou. Dále lze atmosférické vrstvy rozdělit podle elektrických vlastností v dané výšce a podle povětrnostních podmínek v dané vrstvě.



Obr. 1.1.1: Vertikální struktura Zemské atmosféry při rozdělení z hlediska průběhu teploty se stoupající nadmořskou výškou

Na tomto obrázku (Obr. 1.1.1) vidíme přibližný rozsah jednotlivých vrstev atmosféry. Tyto hranice nejsou pevně stanoveny, jejich rozsah se mění s ročním obdobím, ale i polohou vzhledem k rovníku. Osa X zde představuje teplotu vzduchu v Kelvinech a na ose Y je vynesena nadmořská výška v km. Křivka ve středu grafu tedy popisuje průběh teploty v dané nadmořské výšce, tedy i atmosférické vrstvě.

Nejnižší vrstvou je Troposféra. Její výška je rozdílná z důvodu odstředivé síly zploštělé rotující planety. U rovníku sahá její výška až k 17 – 18km nad mořem kdežto u pólů jen 8 – 9km. V našich zeměpisných šířkách se nachází její hranice v okolí 11km. Troposféra je známá především velkou změnou teploty vzhledem k nadmořské výšce. Teplota u její hranice může dosahovat i -80°C . V této atmosférické vrstvě je také nejvyšší koncentrace a většina vodní páry na Zemi, což má za následek vznik mlhy, oblak, srážek atp. V troposféře probíhá převážná většina optické bezkabelové komunikace a to převážně v oblasti do cca 2km nad hladinou moře, kde dochází k největšímu promíchávání vzduchu a to i vlivem tření vzdušných mas o zemský povrch. Vliv povětrnostních podmínek na optickou bezkabelovou komunikaci bude probrán později.[13]

Jednotlivé vrstvy atmosféry jsou odděleny pauzami, přičemž název každé pauzy obsahuje název vrstvy, jenž se nachází na nižším okraji této pauzy. Na okraji troposféry se nachází tropopauza, za kterou následuje stratosféra, která sahá až přibližně do výše 50km nad úrovní moře. Stratosféra vyniká především přítomností ozónové vrstvy tedy oblasti s vysokou koncentrací ozónu O_3 . Tato přibližně 5 – 10km široká oblast vyniká silnou absorpcí ultrafialového záření pocházejícího převážně ze Slunce. Nebýt této vrstvy, nebyl by možný život na Zemi. Z teplotního hlediska je zajímavá stratosféra z toho důvodu, že v její spodní části se teplota téměř nemění a ve vyšších hladinách dokonce její teplota roste a může dosáhnout i kladných hodnot na Celsiově stupnici. Ve výškách kolem 60km pak dochází k odrazení radiových vln z důvodu rostoucí ionizace jednotlivých molekul plyných složek ovzduší. U povrchu země je totiž elektrická vodivost relativně malá, ale vlivem kosmického záření s výškou stoupá. Přibližná nadmořská výška 60km tak rozděluje atmosféru z pohledu elektrických vlastností na neurosféru a ionosféru.[13]

Za stratosférou se nachází stratopauza, jenž ji odděluje od mezoféry, která se rozpíná až do cca 80km. Prudký pokles teploty s výškou, známý v této atmosférické vrstvě, je znatelný už z toho důvodu, že teploty na okraji mezoféry dosahují až -100°C . V oblasti 90 – 100km nedochází k takovému promíchávání vzduchu vlivem povětrnostních podmínek jako např. v troposféře (kde je promíchávání vzduchu největší). [13]

Termosféra je nejvyšší a nejřidší vrstva atmosféry. Její chemické složení se prakticky omezovalo jen na nejjednodušší prvky, jakým je např. vodík. Termosféra sahá až do výše 500km nad zemským povrchem, někteří vědci ji však umísťují až do výše 700km. Teplota v těchto výškách prudce stoupá vlivem rostoucího slunečního záření, které již není tlumeno hustou atmosférou. Na samotném okraji termosféry dosahuje teplota hodnot až 1400°C a tudíž ji nelze měřit klasickými metodami, ale musíme ji určovat za pomoci sledování střední velikosti kinetické energie jednotlivých molekul. Poslední vrstvu zemské atmosféry nazýváme exosféra. Hustota vzduchu v této vrstvě postupně více a více klesá až pomalu přechází v meziplanetární prostor. [13]

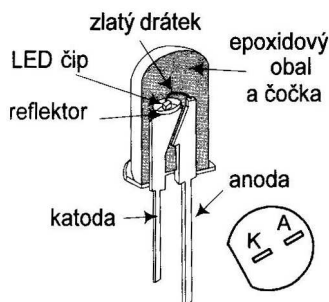
2 VZNIK OPTICKÉHO ZÁŘENÍ

Komunikaci ve volném prostoru využívá lidstvo již dlouhá léta. Aniž by si toho byli lidé vědomi, tak využívají optických spojů poměrně dlouhou dobu. Zdrojem světla, které sloužilo na počátcích optické komunikace jako takové, však nebyly polovodičové prvky, jak je tomu dnes, nýbrž si lidstvo vystačilo např. s výkonnou žárovkou umístěnou ve speciálně upravené lampě. Využívalo se Morseovy abecedy, která sloužila při vzájemném dorozumívání se na větší vzdálenost. Zdroj světla byl po dobu komunikace neustále zapnutý, přičemž se přerušoval optický svazek, což vedlo jeho rozdělení na krátké a dlouhé optické signály.

V současnosti využíváme vysokorychlostních komunikačních sítí a je zapotřebí využití mnohem rychlejších, spolehlivějších, a účinnějších světelných zdrojů nežli (např. wolframového) vlákna žárovky. V dnešní době využíváme jako světelného zdroje v optických kabelech i bezkabelových spojích převážně LED diod či laserového záření. Nevýhodou těchto zdrojů optického záření však bývá vyšší pořizovací cena a komplikovanější zapojení.

2.1 Elektroluminiscenční(LED) dioda

Jak již bylo řečeno, jedním z nejčastěji využívaných světelných zdrojů v optických telekomunikacích je LED dioda (z angl. Light Emitted Diode). Elektroluminiscenční dioda je schopna vyzařovat světlo od ultrafialové oblasti přes celé viditelné spektrum až po infračervené části spektra. Této části spektra využívají například dálková ovládání k televizorům, ale i dnes již méně používaná technologie přenosu dat, např. mezi mobilními telefony známá pod označením IrDa. Modrých diod se v posledních několika letech začalo využívat při zápisu na vykosokapacitní disky Blu-ray. Další barvy se využívají převážně za účelem domácího osvětlení či na osobních vozidlech. Využití LED diod je vskutku obrovské. Jedním z důvodů čím dál většího využívání těchto elektronických součástek je jejich energetická nenáročnost. Obecně platí, že různé barvy diod mívají různé úbytky napětí. Čím kratší je vlnová délka vyzařovaného světla, tím vyšší napětí bývá potřeba k luminiscenci (rozsvícení) dané diody. Ku příkladu elektroluminiscenční dioda emitující světlo o vlnové délce okolo 555 nm(zelené světlo) vyrobená z GaP má úbytek napětí cca 2,1V , kdežto dioda emitující vlnové délky okolo 470 nm(modré světlo), která se vyrábí z SiC, má již úbytek napětí 3,6V.[2]



Obr. 2.1.1: Elektroluminiscenční(LED) dioda[2]

Na tomto obrázku(Obr. 2.1.1) vidíme vnitřní strukturu LED diody. Uvnitř diody se v levé části nachází kovový kontakt, jenž slouží jako katoda. Současně je na tomto kontaktu umístěn samotný LED čip jenž emituje světlo. Pravý kontakt, který je výrazně menší, tvoří anodu diody. Vzájemně jsou propojeny tenkým zlatým drátkem. LED dioda emituje fotony pouze v propustném směru, tedy pokud je na anodu přivedeno kladné a na katodu záporné napětí či GND. Podstatný je rozdíl mezi napětími na anodě a katodě, který musí být větší ve prospěch anody. Toto napětí značíme U_F (forward).[2]

2.1.1 Princip emitace fotonů u LED

Polovodičové diody, ať už typu LED nebo LD, pracují na principu elektroluminiscence. Ten vystihuje proces, při kterém je vyzářen foton, k čemuž dochází při přeskoku elektronu z vyšších energetických pásů do nižších. Velikost energie vyzářené částice je dána šířkou zakázaného pásu daného polovodiče. Zakázaný pás je oblast obalu atomu, která se nachází mezi dnem vodivostního pásu a vnějším okrajem valenčního pásu. Velikost této energie má přímý vliv na vlnovou délku vyzářených částic, tedy barvu samotného záření. Jedná se o poměr rychlosti světla ku frekvenci vyzářených fotonů[1]

$$\lambda = \frac{c}{f}, \quad (2.1.1.1)$$

kde λ zastupuje zmíněnou vlnovou délku, c znázorňuje konstantu rychlosti světla a f je frekvence vyzařování fotonů.

Energie takto vyzářeného fotonu je rovna E :

$$E = h \cdot f, \quad (2.1.1.2)$$

Zde h je Planckova konstanta a f znázorňuje frekvenci vyzařování fotonů.

Prochází-li diodou proud v propustném směru dochází k přeskupování elektronů v atomovém plášti krystalu. Při tomto procesu může dojít k uvolnění fotonů do volného prostoru. K přeskokům elektronů může dojít i díky příměsovým hladinám v zakázaném pásu. Takové záření má posléze o něco větší vlnovou délku, avšak jsou fotony emitovány s menší energií.[1]

2.2 Laserové záření

Slovo „laser“ pochází z anglického Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation, neboli „zesilovač světla za pomoci vyzařování stimulované emise“. Laser má oproti LED mnoho výhod, například vyšší účinnost, výkon, koherentnost vyzařovaného světla a jeho monochromaticnost. Princip by teoreticky mohl být i pomocí stimulování záření, které vzniká na optických přechodech mezi ostrými energetickými hladinami, jako jsou excitony či lokalizované příměsi atd. Praktické experimenty však vykazují poněkud jiné výsledky. Nejdůležitější roli v principu polovodičových laserů hrají optické přechody mezi jednotlivými energetickými pásy a hladinami nečistot.[3]

Rozdělení laserového záření podle aktivního prostředí:[9]

1. **Pevnolátkové:** Aktivní prostředí: Rubín, YAG, Titan-safír, Alexandrit. Vlnová délka cca 700 – 3000nm(červená – infračervená část spektra), používá se převážně v lékařství(odstraňování tetování, chirurgie, stomatologie), ale i ve strojírenství(řezání, žíhání) atd.
2. **Barvivové:** Aktivním prostředím u tohoto typu laseru je Rhodamin 6G nebo Kumarin C30. Pracuje na vlnových délkách 500-650nm(zelená, žlutá, oranžová, červená) a využívá se nejčastěji v dermatologii, chirurgii a oftalmologii.
3. **Plynové – Atomární:** Využívá jako aktivní prostředí jód(I), xenon(Xe) a měď(Cu), ale také kombinaci helia a neonu(He-Ne). Obvyklá vlnová délka 500-650nm(zelená, červená, IR). Využívá se např. při zaměřování polohy, při podmořské komunikaci, v spektroskopii či k vědeckým účelům.
4. **Plynové – Iontové:** Aktivní prostředí tvoří argon(Ar) nebo helium-kadmium(He-Cd) s vlnovou délkou cca 300-500nm(UV, modrá, zelená). Využívá se převážně v spektrometrii či oftalmologii.
5. **Plynové – Molekulární:** aktivním prostředím bývá např. vodík(120-160nm), oxid uhličitý(10,6μm), oxid uhelnatý(5-6,5μm), dusík(337nm), ale také tzv. Excimerové lasery(200-350nm) složené z ArF, KrCl, KrF atp. Tento typ laserů se využívá např. ke sváření, řezání, gravírování ve stomatologii, oftalmologii a fotolitografii.
6. **Polovodičové:** Tento typ laserů využívá jako aktivního prostředí PN přechod. Vyrábí se např. z GaAs, GaAlAs, GaN, InGaAlP. Polovodičový laser pracuje na převážně na vlnových délkách 400 – 850nm(modrá – IR barva). Využívají se v CD, DVD, Blu-ray přehrávačích a rekordérech, ale také v lékařství, plochých televizích a displejích, v telekomunikacích a tiskárnách, ale také v laserových ukazovátkách.

Nejznámějšími druhy paprsků jsou lasery plynového nebo polovodičového charakteru, proto následuje podrobnější rozbor pouze těchto dvou typů generátorů laserového záření.

2.2.1 Princip polovodičových laserů

Při popisování principu laserového záření je zapotřebí se zabývat vlastním mechanickým pohybem valenčních elektronů v periodickém poli mřížky viz Schrödingerova rovnice pro stacionární stav[3]:

$$\hat{H}\Psi = E\Psi, \quad (2.2.1.1)$$

kde \hat{H} znázorňuje hamiltoniánu soustavy, která vyjadřuje vztah operátorů kinetické energie jednotlivých elektronů, ale současně i interakci s polem mřížky a vzájemnou interakci mezi jednotlivými elektrony. Funkce, jenž závisí na poloze jednotlivých elektronů, se nazývá vlnová funkce soustavy a značíme ji Ψ . Charakteristické hodnoty E by pak značily energetické stavy této soustavy[3].

Bohužel tomu tak vždy není a proto jsme nuceni u mnoha částic využít aproximujících řešení problému, na úkor dosažených výsledků. Využitím tzv. jednoelektronové aproximace zanedbáváme vliv vzájemné aproximace jednotlivých elektronů natolik, že výsledné působení všech elektronů na jeden vybraný elektron nahradíme potenciálním polem $v(r)$, jehož periodicitu je dána periodicitou mřížky. Tento problém pak řešíme jako pohyb jednoho vybraného elektronu v potenciálním poli $v(r)$, vzniklém superpozicí potenciálního pole mřížky a pole $v(r)$. [3]

Schrödingerova rovnice by pak byla ve tvaru:

$$\left[\frac{\hbar}{2m} \Delta - V(r) \right] \Psi(r) = E\Psi(r), \quad (2.2.1.2)$$

kde $V(r)$ je výsledný potenciál, jehož periodicitu je dána periodicitou mřížky. Z toho pro libovolný mřížový vektor \mathbf{d} plyne, že $V(\mathbf{r} - \mathbf{d}) = V(\mathbf{r})$ [3].

Samozřejmě existuje více variant, které splňují tuto podmínku periodicity mřížky, i přesto však zůstává tento problém nejjednodušším matematickým úkonem. Jako jedno z jednodušších řešení lze jmenovat např. Kronig-Penneyho potenciál. Nejpodstatnější část tohoto řešení tvoří závislost typických hodnot E na vlnovém vektoru k . Tvar této závislosti tvoří významnou část řady základních fyzikálních vlastností polovodiče. Vzhledem k aproximování pouze jednotlivých elektronů, je E funkcí pouze k . Z toho lze usoudit, že neobsazený stav ve valenčním pásu, se bude po přiložení elektrického pole chovat jako částice se zápornou hmotou m . Pro lepší představu se zavedl pojem díry s kladnou hmotou a s kladným nábojem. [3]

Při této jednoelektronové aproximaci nastává situace, kdy jsou si pravděpodobnosti absorpce i emise rovny. Dojde k tomu však pouze za předpokladu přechodů mezi obsazenými a prázdnými elektronovými stavy. Tyto pravděpodobnosti značíme P_{if} a P_{fi} . To odpovídá i případu stimulované absorpce a emise jenž je dána vztahem P_{fi}/N_f kde N_f zastupuje počet fotonů v kvantovém stavu elektromagnetického pole. [3]

Největší pravděpodobnosti přeskočení elektronu nastávají při tzv. vertikálních, nebo též přímých, přechodech. Pokud budeme uvažovat o chování záření jako o kvantovém systému či fotonovém poli, může docházet i k nepřímým přechodům. V některých případech lze totiž toto pravidlo přímých přechodů obejít. Uvažujeme-li případ interakce s polem, jenž má částice s dostatečně velkým vlnovým vektorem, je možné za pomoci tohoto pole i přechodů nepřímých. Příkladem takového pole může být např. fotonové pole. [3]

Zda-li se jedná o polovodič přímý či nepřímý lze experimentálně rozhodnout na základě tvaru jeho absorpční křivky, která je u nepřímých polovodičů na straně delších vlnových délek méně strmá než-li u polovodičů přímých. Další absorpční procesy pak mohou vzniknout, pokud se vytvoří uvnitř zakázaného pásu další hladiny, které bývají způsobeny např. cizími příměsemi, strukturními defekty, vakancemi, intersticiály, excitonovými hladinami atd. Tyto příměsi mohou způsobit i degeneraci původních základních pásů polovodiče. [3]

Vlnovou délku záření je možné měnit pomocí šířky zakázaného pásu v polovodiči změnou koncentrace nečistot v něm obsažených, ale také využitím směsných krystalů. Jsou to tuhé roztoky $Ga(As_xP_{1-x})$, u nichž má parametr x přímý vliv na šířku zakázaného pásu. Šířku zakázaného pásu můžeme také měnit, avšak v menší míře, změnou hydrostatického tlaku, jemuž je aktivní prostředí vystaveno či změnou jeho teploty. [3]

Výhodou polovodičových laserů je jejich poměrně větší účinnost, která může u GaAs laseru dosáhnout až 50%, kdežto u ostatních typů laserů jen přibližně 0,01%. [3] Polovodič však dosahuje těchto hodnot účinnosti přeměny energie jen za extrémně nízkých teplot aktivního prostředí ($T < 20^\circ K$), což vyžaduje neustálé chlazení tekutým vodíkem či héliem. Miniaturní rozměry polovodičových laserů jsou v některých aplikacích výhodou, není však s nimi již možno dosáhnout příliš velkého výkonu. Z důvodu malých rozměrů aktivní oblasti a velké závislosti účinnosti polovodičového laseru na teplotě, je potřeba tento systém velmi dobře chladit na velice nízké teploty. GaAs lasery pracují plynule jen při teplotách nepřekračujících $100^\circ K$, u ostatních polovodičových laserů je však zapotřebí využívat jen pulsního provozu. [3]

Malé rozměry aktivního prostředí také znamenají nutnost využít menšího rezonátoru, což většinou znamená i jeho menší kvalitu. Polovodičový laser má méně koherentní svazek fotonů vystupujících z rezonátoru, jelikož se v něm obvykle vytvoří celá řada nadbytečných modů. K tomu ještě nekladně přispívá difrakce na výstupní ploše rezonátoru. Tento svazek může dosahovat rozbíhavosti až několika stupňů. Avšak

díky buzení využíváním proudových injekcí či elektronového svazku, lze toto záření poměrně jednoduše modulovat tak, že namodulujeme protékající proud či budící elektronový svazek. Touto metodou lze, díky velmi krátkým relaxním časům a malému objemu aktivního prostředí, dosáhnout přímé amplitudové modulace o frekvenci až několika GHz. [3]

2.3 Plynové lasery

Tento typ aktivního prostředí je určený převážně pro kontinuální provoz. Existují tyto 4 hlavní způsoby, jakými lze dosáhnout inverzní populace:

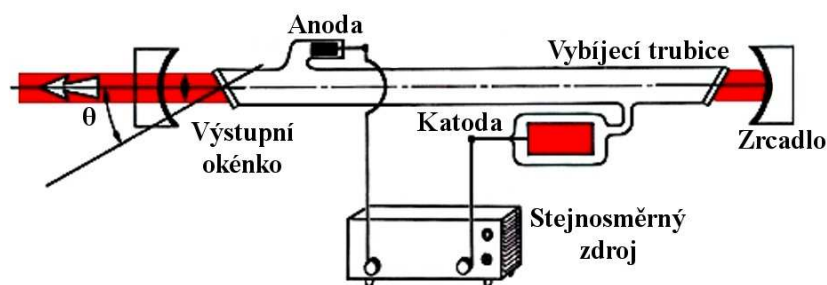
1. nepružnými srážkami atomů budícího a aktivního plynu. K vybuzení plynu na jeho metastabilní hladinu dojde při srážkách s elektrony při vf. či ss. výboji. (typický např. pro He-Ne laser) [3]
2. nepružnými srážkami molekul aktivního plynu s vybuzeným atomem plynu budícího. Molekula přejde do nestabilního stavu, kde při svém rozkladu předává excitační energii atomu.[3]
3. tento způsob se svým mechanismem podobá prvnímu, avšak dochází ke srážce s rychle letícími elektrony. Tím docílíme zejména vybuzení vyšších energetických hladin aktivního plynu. K tomuto jevu dochází převážně v elektrických výbojích.[3]
4. optickým čerpáním pomocí kontinuálně pracujících výbojek. Tyto výbojky čerpají atomy z aktivního plynu podobným způsobem jako je tomu u laserů s pevnou fází.[3]

Kvantový generátor u plynového laseru se skládá z aktivního plynu(či směsi plynů), Fabry-Perotova rezonátoru a zdroje budícího záření(např. výbojka). Generované záření vzniká v křemenné či skleněné trubici o průměru několika mm, původně přivařená k metalickému vlnovci(viz Obr. 2.3.1.1). F.P. rezonátor byl vakuotěsně připojen k tomuto vlnovci, aby bylo dosaženo co nejmenších ztrát. Ty vznikaly především vlivem konstrukčních či technologických nedokonalostí a tenkých dielektrických odrazivých vrstev, jež sloužili jako reflektor. Odrazivé ztráty takového reflektoru byly minimální(cca 1%). Dielektrické odrazivé vrstvy reflektoru jsou však velice citlivé na teplotu a lze je snadno poškodit elektrickým výbojem v plynu. Což byl důvod pro použití odtaveného systému, kde je křemenná trubice s aktivním plynem přivařena pomocí přechodů na skleněné koncovky, přesně zabroušené s přitmelenými nebo přivařenými skleněnými okénky(s plochostí lepší než $1/20\lambda_{\text{Na}}$), dokonale propustnými pro vlnovou délku záření laseru.[3] Ztráty, které mohou vést až k zabránění generace záření, mohou vznikat vlivem pnutí při tmelení či svařování. K minimálním ztrátám také dochází na rozhraní mezi křemennou trubicí a ztrátovým prostorem rezonátoru. Skleněná okénka umístěná na tomto rozhraní(viz Obr.2.3.1.1) totiž svírají s optickou osou trubice tzv. Brewsterův úhel(má přímou souvislost s poměrem indexů lomu okénka a vzduchu pro pracovní vlnovou délku laseru). Tlak uvnitř trubice, pokud se uvnitř nachází aktivní i budící plyn, je volen na hodnotu přibližně 133 Pa(v případě pouze aktivního plynu obvykle jen 13,3 Pa). Délka trubice je dána ziskem aktivního prostředí, který musí být vyšší než ztráty vzniklé v rezonátoru,

ale i na přechodu sklo-vzduch. Délka této trubice se ziskem cca 10%/m může dosahovat délky 50 - 100cm. Pro některé aplikace je však potřeba tuto výbojovou dráhu zkrátit. Např. He-Ne laser s trubicí o průměru 1 cm může mít délku kratší než 30 cm. Zmenšováním průměru trubice snižujeme i depopulaci nižších metastabilních stavů, což zvyšuje zisk v daném přechodu. Z toho plyne, že zisk roste spolu se snižujícím se průměrem trubice. Omezením však je průměr základního módu, což je teoreticky pro IR oblast spektra a délku trubice 1 m přibližně 1 mm. Pomocí kapacitních elektrod, nacházejících se na koncích trubky s aktivním prostředím (viz. Obr.2.3.1.1), probíhá buzení. K tomu se využívá vysokofrekvenční či stejnosměrný generátor. Vf generátor obvykle pracuje na frekvenci 20-30 MHz s výkonem přibližně 50 W. V případě buzení trubic za pomoci ss napětí využíváme k buzení spíše žhavicích katod, které snižují neklidné hoření v trubicí.[3]

2.3.1 Helium-neonový laser

Přibližně rok po objevení stimulované emise na rubínu, byl zaznamenán úspěch při pracích s aktivním prostředím helium-neon. Nepružnými srážkami mezi heliem a neonem bylo dosaženo při prvních experimentech inverzní populace v neonu mezi stavy $2s$ a $2p$ na pěti vlnových délkách v infračervené oblasti s maximálním výkonem na čáře $1,15 \mu\text{m}$. [3] Bylo zjištěno, že optimální poměr plynů je přibližně 10:1 při tlaku cca 133 Pa. Postupem času bylo dosaženo i kmitočtů viditelných lidským okem, čímž se stal He-Ne prvním a nejčastěji využívaným zdrojem laserového záření, jenž dokáže plynule generovat tento druh záření. Ukázalo se však, že v prvních hodinách provozu dochází k rychlému poklesu tlaku neonu v trubicí z důvodu absorpce výboje v jejích stěnách. Pokles tlaku byl však zaznamenán při experimentech i u helia, hlavně důsledkem jeho difúze stěnami trubice. Postupné stárnutí trubice se ukázalo jako velmi důležitý faktor, jelikož daný laser ztrácel na výkonu. Z důvodu prodloužení životnosti He-Ne laseru se zvýšilo množství plynu v trubicí v poměru 3:1 přibližně na tlak 200 Pa (u krátkých trubic délky 30 cm s objemem plynu 30 cm^3). [3]



Obr. 2.3.1.1: Nákres He-Ne laseru[upraveno 11]

Na obrázku (Obr. 2.3.1.1) vidíme principiální nákres He-Ne laseru, kde úhel θ značí úhel, jenž svírá osa svazku s výstupním okénkem. Výkon tohoto laseru závisí na vlnové délce vysílaného záření. Při vlnové délce okolo 630 nm (což odpovídá červené barvě) je bývá výkon řádově jednotky mW. K buzení He-Ne využíváme vysokého napětí, jenž je přiváděno na opačné konce trubice s aktivním a budícím plynem. Trubice je zakončena skleněnými okénky, za nimiž se nachází na jedné straně zrcadlo (s odrazivostí blížící se 100%) a na straně druhé polopropustné zrcadlo, které slouží jako výstupní část rezonátoru.[3]

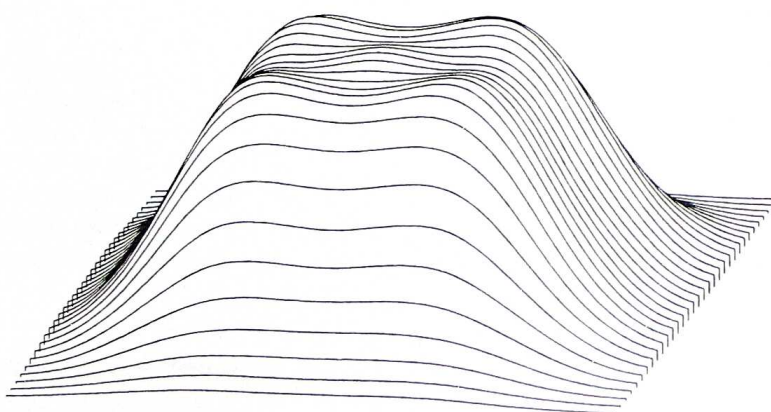
3 TVAROVÁNÍ OPTICKÉHO PAPRSKU

V této kapitole bude vysvětlen princip tvarování laserového paprsku Gaussovského typu na typ, který ozařuje určitou plochu rovnoměrně.[3] Tato metoda, založená na lomu světla, popisuje postup odpovídající Fourierově transformaci mezi vstupními a výstupními funkcemi. Toho může být dosaženo s pomocí využití geometricko-optických metod. Každopádně nás difrakce optického svazku přivedla k parametru, který obsahuje informaci o šířce vstupujících a vystupujících svazků. Tento parametr je významnou částí řešení této problematiky pomocí fyzických optických členů. Účinnost této metody se ukazuje jako přímo závislá na tomto parametru, jenž značíme β (3.1). Výsledná kvalita se zvyšuje spolu s rostoucím parametrem β (3.1). Mnoho experimentů i průmyslových aplikací vyžaduje, aby byla určitá plocha rovnoměrně ozařována jmenovitým výkonem laserového paprsku. Jsou to aplikace jako např. laserové opracování či řezání materiálu, optický záznam dat či tisk obrázků a dokumentů, ale také výzkum vlivu optického záření tohoto typu na různé materiály. Ostřením laserového paprsku lze také dosáhnout nižší energetické náročnosti daného systému, což lze využít v mnoha aplikacích. Při potřebě tvarování optického svazku na velmi nepravidelnou plochu(vzhledem k potřebám dané aplikace), lze využít integrovaných obvodů, jenž mají přístup k tvarovacím členům soustavy. Toto zaostřování je možné vytvořit pomocí jednodušší optiky, která je více přizpůsobivá k úpravě profilu paprsku a nevyzařuje interferencemi mimo daný vzor, který tvoří základ pro mnohačočkovou integraci k usměrňování paprsku. První známý dokument dokazující, že se vědci zabývají formováním jednotného paprsku, napsal Frieden. Následně bylo využito techniky fázového filtru k převedení Gaussovského paprsku do paprsku Tophat.[5]

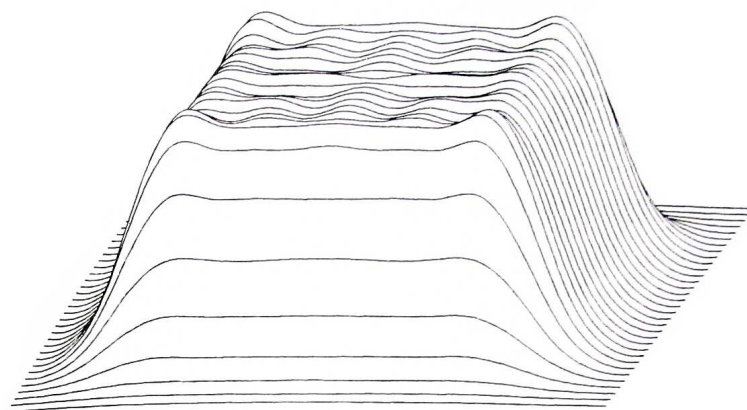
Jak již bylo zmíněno, významnou roli při popisování vlastností výsledného paprsku hraje parametr β , přičemž rostoucí účinnost koresponduje s rostoucí hodnotou tohoto parametru, jenž je dán rovnicí

$$\beta = \frac{2\sqrt{2\pi}r_0y_0}{f\lambda}, \quad (3.1)$$

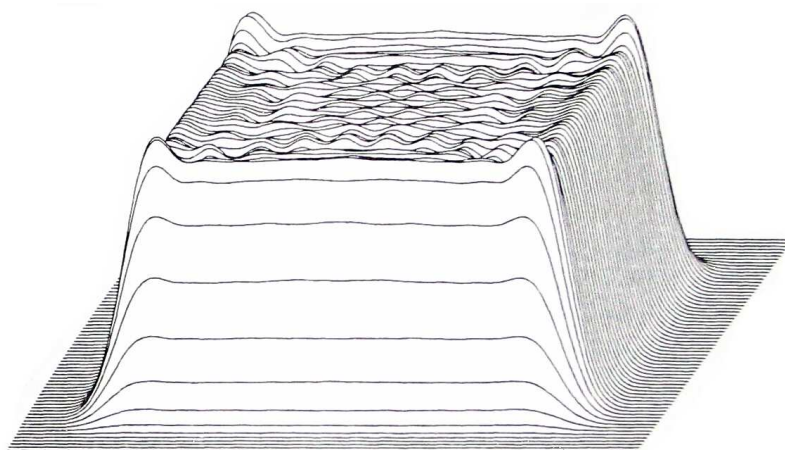
zde r_0 tvoří poloměr vstupujícího Gaussova paprsku. Druhá neznámá v čitateli je y_0 jenž představuje polovinu šířky výstupního paprsku. Ve jmenovateli nacházející se f a λ zastupují ohniskovou vzdálenost ostřicí čočky a vlnovou délku záření.[3]



Obr. 2.3.1: Tvar profilu intenzity ozáření s parametrem $\beta = 4$ [3]



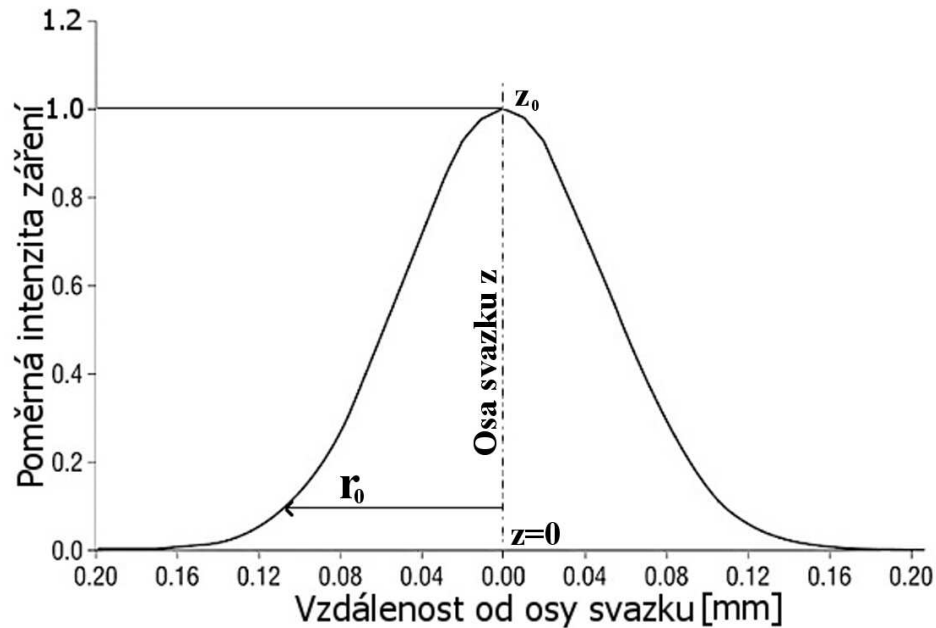
Obr. 2.3.2: Tvar profilu intenzity ozáření s parametrem $\beta = 8$ [3]



Obr. 2.3.3: Tvar profilu intenzity ozáření s parametrem $\beta = 16$ [3]

Obrázky (Obr. 3.1 až 3) znázorňují příklad výsledku tvarování s porovnáním výsledného parametru β . Měření bylo provedeno s vstupním svazkem o poloměru e^{-2} . Typ laserového zdroje CO_2 s zářením o vlnové délce $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$. [3]

3.1 Paprsek s Gaussovým profilem intenzity ozáření



Obr. 3.1.1: Příklad Gaussovského typu profilu svazku [upraveno 6]

Na obrázku (Obr. 3.1.1) uvažujeme svazek pouze se základním videm TEM_{00} . Ten je kolmý na osu X a jeho intenzita I plynule klesá směrem od optické osy paprsku, kde dosahuje maximální hodnoty I_0 , až na hodnotu cca 0,01. Hodnoty na ose X jsou pouze příkladem a nemusí odpovídat jiným paprskům. Osa Y vyjadřuje poměr aktuální hodnoty intenzity záření I vzhledem k maximální intenzitě I_0 . Nejdůležitějšími parametry Gaussovského svazku jsou poloměr(pološířka) svazku r_0 , intenzita záření I a jeho výkon P , jenž je dán integrálem součinu intenzity a plochy, na niž svazek dopadá. Pojmenování tohoto profilu pochází z funkce, se stejným průběhem grafů, tzv. Gaussovy funkce:[7]

$$I(x) = I_0 e^{-2\left(\frac{x}{w_0}\right)^2}, \quad (3.1.1)$$

kde I_0 představuje amplitudu funkce, konstanta e tvoří známou konstantu Eulerovo číslo(či Napierova konstanta) jež je rovna 2,7182818... Ve jmenovateli exponentu se nachází parametr w_0 , jenž tvoří směrodatnou odchylku funkce a mění strmost jejího průběhu(rozsířuje krček průběhu této funkce).[8]

Pološířkou svazku rozumíme úroveň intenzity záření při úrovni I_0/e^2 , tedy přibližně 13,5% maximální úrovně. Pološířka svazku je dána vztahem

$$W(z) = W_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}, \quad (3.1.2)$$

kde W_0 (3.1.3) představuje minimální hodnotu pološířky svazku v bodě $z=0$, tedy v místě maximálního zúžení svazku a z představuje axiální vzdálenost od osy X.

$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} \quad (3.1.3)$$

Poloměr křivosti vlnoplochy je dán vztahem

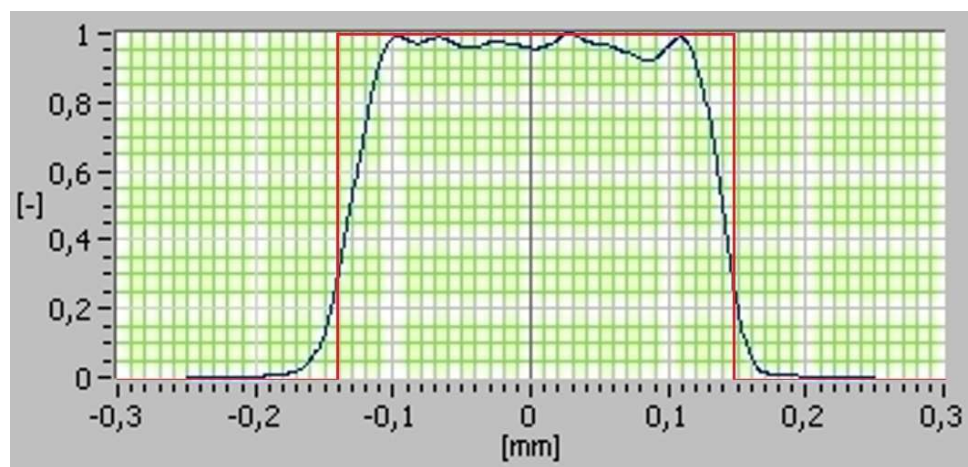
$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2 \right], \quad (3.1.4)$$

V Gaussově funkci $q(z)$ představuje $R(z)$ reálnou složku a $W(z)$ imaginární složku funkce:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{1}{W(z)} \quad (3.1.5)$$

3.2 Paprsek s Top hat profilem intenzity ozáření

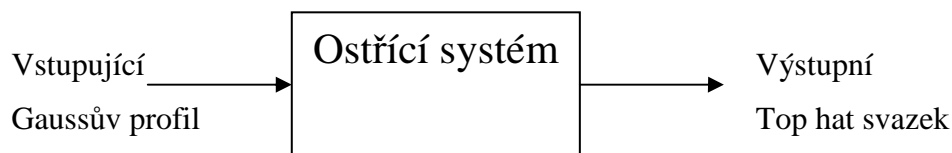
Jedná se o paprsek, jenž má v ideálním případě ve všech bodech ozáření stejnou intenzitu záření. Jelikož se běžně nevyskytuje v přírodě, podobně jako všechna ostatní laserová záření, je nutno jej vytvořit. Toho lze dosáhnout například upravením paprsku s Gaussovským profilem svazku. Při správném nastavení optických členů (např. difrakčních elementů, plano-konvexních čoček atd.) lze upravit Gaussův typ paprsku, na paprsek schopný ozářit danou plochu jednotnou intenzitou. Tento svazek se využívá v mnoha aplikacích jako jsou vysoce výkonné laserové systémy sloužící např. k řezání materiálu, ale i systémy s menším výkonem, sloužící např. k optickému záznamu dat na CD, DVD, Blu-ray, HD-DVD atd., ale i při tisku a v optických bezkabelových komunikacích.



Obr. 3.2.1: Příklad svazku s profilem rozložení optické intenzity typu Top hat [upraveno 10]

Na obrázku (Obr. 3.2.1) je vyobrazeno rozložení intenzity u paprsku typu Top hat. V místě osy paprsku dosahuje jeho intenzita maximální hodnoty a přibližně od 90% této intenzity začne pozvolna klesat až k 10%, kde dosahuje minimálních hodnot. Je tedy evidentní, že paprsek tohoto typu soustřeďuje většinu své energie na danou ozařovanou plochu. Červeně je zde vyobrazen ideální průběh tohoto typu svazku.

3.3 Možnosti tvarování Gaussovského typu paprsku na paprsek Tophat



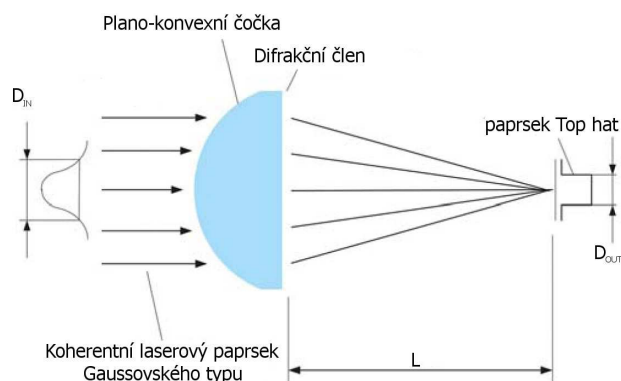
Obr. 3.3.1: Principiální schéma ostření paprsku

Na obrázku (Obr. 3.3.1) je vyobrazen teoretický přístup k optickému tvarování paprsku. V levé části se nachází svazek s Gaussovým profilem intenzity ozáření, který vstupuje do optického systému, jehož účelem je patřičně upravit tento svazek tak, aby následně odpovídal Top hat profilu. Složení takového ostřicího systému, může tvořit jeden či více elementů. Jedná se o kombinaci čoček, zrcadel, optických hranolů, difrakčních členů atp. Vynikajícím řešením tohoto problému by bylo vytvoření jediného difrakčního prvku, jenž by dokázal zastoupit formovací funkci, která by tvarovala amplitudu i fázi na základě difrakční teorie. Přestože by dané řešení mohlo být realizováno za pomoci jediného prvku, ukázalo se, že využitím optického tvarovacího systému dosáhneme větší univerzálnosti, praktičnosti i nižší ceny.[5]

Jedním z řešení ostření optického paprsku je kombinace fázového elementu s čočkou mající vlastnosti Fourierovy transformace. Výhodou takové kombinace je například možnost ovládání výstupní intenzity a tvaru paprsku. Transformační člen lze vyměnit za účelem změny pracovní vzdálenosti. Tomu však odpovídá změna pracovního rozsahu celého systému. Toto je jeden z důvodů, proč je lepší využít tyto členy odděleně, přestože lze využít i jediného členu, který má stejné vlastnosti. Toto řešení, s využitím Fourierova transformačního členu, je však jen základní a velmi všeobecnou možností optického ostření paprsku. Hlavním problémem této metody je však navrhnout vhodný fázový element. Nejdůležitější je vyřešit fázovou funkci, která minimalizuje plošný rozdíl mezi požadovaným a skutečným ozářením dané plochy.[5]

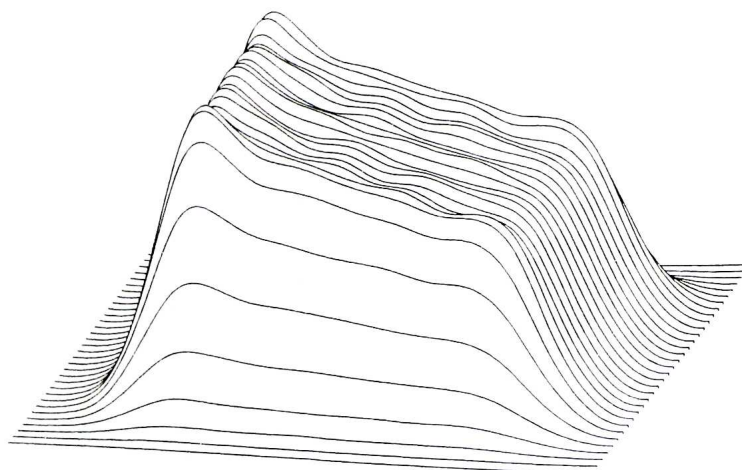
Důležitým parametrem vyhodnocující účinnost dané metody či měření je již zmíněný β vyjádřený vztahem (3.1).

3.4 Tvarování Tophat paprsku pomocí plankonvexní čočky



Obr. 3.4.1: Princip tvarování paprsku Tophat pomocí plankonvexní čočky[upraveno 12]

Na obrázku(Obr. 3.4.1) je vyobrazen jeden z možných postupů vytváření paprsku typu Top hat. Na vypouklou stranu čočky(při využití čočky s největší tloušťkou v jejím středu) nasměrujeme paprsek z laserového zdroje tak, aby maximální intenzita tohoto paprsku byla ve středu čočky. Neboli je velice důležité, aby byly tyto osy souosé. Výsledný tvar profilu paprsku Top hat má přímou souvislost s přesností tohoto zaměření. Jak je vyobrazeno na obrázku(Obr. 3.4.1), tak není vždy nezbytné, aby byl zpracováván celý paprsek. Vstupní parametr D_{IN} tvoří průměr paprsku, který dopadá na povrch malé čočky. Jedná se o část paprsku, jehož intenzita je přesně $1/e^2$ neboli cca 13,5% maximální intenzity. Tato hodnota se jeví jako minimální nezbytná část svazku, jenž je, při použití této metody, potřeba k vytvoření svazku typu Top hat. Ve vzdálenosti L od ploché části čočky se nachází ideální pozice pro zobrazení výsledného paprsku. Při umístění CCD snímače, stínítka či jiného „zobrazovacího prvku“ do kratší vzdálenosti, dojde k snížení intenzity na okrajích paprsku a jejího nárůstu v jeho středu, neboli bude výsledný paprsek více připomínat svým tvarem původní Gaussovským profil. Pokud naopak snímač umístíme do větší vzdálenosti dojde k zvýšení intenzity na okrajích paprsku a její úbytek v jeho středu. Tato vzdálenost je specifická pro každý ostřicí systém i laser. Výsledný paprsek může mít v měřeném místě mnoho tvarů při 3D zobrazení, avšak následující měření bude věnováno pouze kruhovému typu. Výsledný paprsek, který obsahuje v místě dopadu více než 80% celkové intenzity, by měl dosahovat menšího zvlnění při okrajích než-li 20%. Ozářené místo dopadu by mělo, pro zmíněných 80% celkové intenzity, dosáhnout poloměru do několika málo milimetrů.[12]



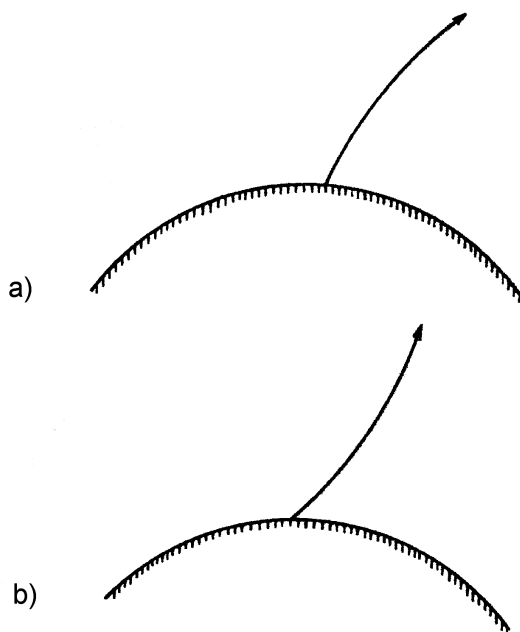
Obr. 3.4.2: Typický případ nepřesného zaměření osy čočky s osou optického svazku

4 VLIV ATMOSFÉRICKÝCH PORUCH NA OPTICKÉ ZÁŘENÍ

Optický svazek, jenž se nachází ve volném prostoru, je ovlivňován faktory, jenž mají vliv na jeho směr, ale i výkon. Těmito faktory jsou např. kapalné či pevné částice v atmosféře, ale také hranice proudů vzduchu s rozdílnými atmosférickými tlaky. Cílem této kapitoly je studium vlivu atmosférických změn tlaku a vzrušených proudů, ale také teoretický rozbor vlivu hydrometeorů, mlhy či prachu na optický svazek.

4.1 Ohyb optického svazku v atmosférických vrstvách

Vlivem rozdílných teplot, a tudíž i rozdílných tlaků, v atmosférických vrstvách dochází k zakřivení trajektorie optického svazku z důvodu změny rychlosti světla v řidším či hustším prostředí. Neboli vlivem rozdílné hustoty vzduchu v atmosféře dochází k zakřivení optického svazku (všeobecně k zakřivení elektromagnetické vlny). Tento jev je nazýván atmosférickou či astronomickou refrakcí. Pomyslným rozdělením zemské atmosféry na infinitezimálně tenké sférické vrstvy vzniknou mezi těmito vrstvami s rozdílnou hustotou vzduchu, tedy s rozdílným indexem lomu, rozhraní, jenž způsobují lom světla.[13]



Obr. 4.1.1: Ukázka atmosférické refrakce: a) klesající tlak s rostoucí výškou, b) inverzní stav[13]

Na obrázku (4.1.1) jsou zobrazeny dva příklady zakřivení trajektorie optického paprsku. Křivka ve spodní části obou obrázků představuje zemský povrch a zakřivená přímka stoupající vzhůru znázorňuje trajektorii paprsku. V případě a) se jedná o standardní směr zakřivení vlivem klesajícího tlaku vzduchu v atmosféře. Přechod elektromagnetického paprsku z prostředí hustšího do řidšího způsobí tzv. lom od kolmice. Stav na obrázku (4.1.1) označený jako b) znázorňuje příklad zakřivení elektromagnetické vlny při anomálním stavu tzv. teplotní inverze. Tento stav nastává převážně v zimě v horských údolích, ale není to pravidlem. Přes noc totiž dochází k ochlazení vzduchu v údolích více, nežli na hřebenech hor, kopců atp. Teplejší a řidší vzduch zadržuje hustší a chladnější vzduch v údolí, což způsobuje nepromíchávání ovzduší a zadržování škodlivých látek a smogu ve městech. Rozhraní těchto dvou prostředí však způsobuje lom od kolmice, neboť se optický svazek pohybuje v opticky řidším prostředí o něco rychleji.[13]

Obdobným způsobem dochází k astronomické reflexi i při probíhajícím elektromagnetickém záření směrem k zemskému povrchu. Zakřivení opačné, neboť záření vstupuje z prostředí opticky řidšího (např. vesmírný prostor) do prostředí opticky hustšího, jakým je zemská atmosféra. Zakřivení paprsku roste, mimo jiné, s rostoucím úhlem vzhledem k hranici atmosféry.

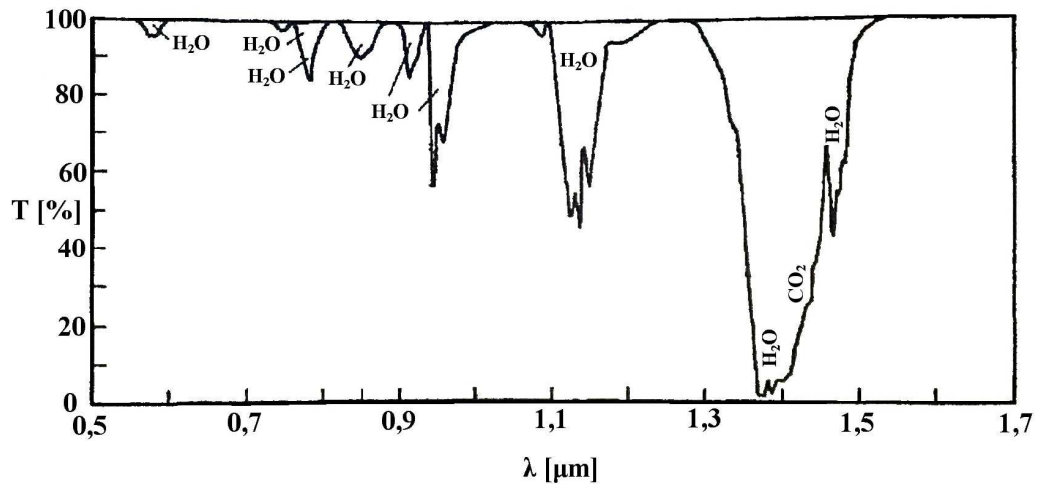
K refrakci optického paprsku však dochází i při konstantní nadmořské výšce záření. Nehomogenity, způsobené nerovnoměrným ohříváním zemského povrchu, vytvářejí prostředí s rozdílnými relativními indexy lomu, což má za následek lom paprsku na rozhraní těchto dvou prostředí. Příkladem takového lomu může být například stoupající horký vzduch nad loukou či silnicí, jenž způsobuje, že předměty za tímto prostředím nejsou zcela ostré. Zakřivení laserového paprsku, způsobené tímto jevem, způsobují nemalé problémy při terénním měření v geodezii. Zakřivení tohoto svazku lze vyjádřit pomocí[13]

$$K_H = -\frac{dn}{dx} \cdot \frac{\sin \gamma}{n}, \quad (4.1.1)$$

kde $-dn/dx$ představují oblast největších změn absolutního indexu lomu n vzhledem k horizontálně orientované ose X a γ je úhel, jenž svírá tato osa se směrem vyzařovaného paprsku.

4.2 Vliv vlnové délky svazku v APP

Dalším činitelem, jenž má vliv na elektromagnetickou vlnu v atmosféře, je její vlnová délka. Měřením bylo prokázáno, že relativní index lomu světla ve vzduchu se mírně zmenšuje při rostoucí vlnové délce záření.



Obr. 4.2.1: Spektrální propustnost atmosféry[upraveno 15]

Obrázek (Obr. 4.2.1) zobrazuje propustnost atmosféry T v závislosti na vlnové délce záření. Chemické vzorce představují molekulární rozptyl na dané sloučenině. Měření bylo prováděno ve „standardní“ atmosféře na úrovni hladiny moře při délce APP 1km.[15]

Na optické záření v atmosféře mají vliv mnohé aspekty. Jedním z nich je přechod záření z opticky řidšího prostředí do opticky hustšího a naopak. Důvodem toho je rozdílná rychlost elektromagnetického záření v těchto prostředích. Tato rychlost je dána relativní permitivitou ϵ_r a relativní magnetickou permeabilitou μ_r prostředí, v němž se ono záření či optický svazek pohybuje

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}, \quad (4.2.1)$$

přičemž v znázorňuje již zmiňovanou rychlost elektromagnetických částic v prostředí a c zastupuje rychlost světla ve vakuu

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}, \quad (4.2.2)$$

kde ϵ_0 je konstantní permitivita vakua o hodnotě cca $8,854188 \cdot 10^{-12}$ a μ_0 je magnetická permeabilita vakua rovna cca $1,256637 \cdot 10^{-6}$. Vzhledem k tomu, že relativní magnetická permeabilita vzduchu se velmi blíží 1, je možné zapsat vzorec (4.2.1) do následujícího tvaru[13]

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (4.2-3)$$

Poměrem dvou rychlostí záření získáme index lomu n , jehož hodnota hraje v optice velkou roli. Tato rovnice je platná pouze ve 2 homogenních, elektricky nevodivých prostředích, jenž jsou vzájemně oddělena nepohyblivým rozhraním:[13]

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\sqrt{\epsilon_{r2} \mu_{r2}}}{\sqrt{\epsilon_{r1} \mu_{r1}}} \quad (4.2.4)$$

Index lomu v rovnici (4.2.4) označený n_{21} představuje relativní index lomu pro světlo při přechodu z prostředí 2 do prostředí 1. Rychlosti v_1 a v_2 představují rychlosti šíření elektromagnetického záření v prostředích 1 a 2. Relativní magnetická permeabilita μ_{r1-2} a relativní permitivita ϵ_{r1-2} vyjadřují elektromagnetické vlastnosti prostředí 1 a 2. Relativní index světla n lze však vyjádřit i v samotném prostředí jako podíl rychlosti světla ve vakuu a rychlosti světla v daném prostředí:[13]

$$n = \frac{c}{v} \quad (4.2.5)$$

4.3 Odraz a lom světla v atmosféře

Při průchodu světla rozhraním mezi dvěma prostředími s odlišnou permitivitou či magnetickou permeabilitou (např. vakuum – vzduch, vzduch – voda) dochází k jeho lomu a částečnému odrazu. Výjimkou však je případ přechodu z prostředí opticky hustšího do opticky řidšího, kdy při dopadajícím optickém paprsku na rozhraní pod mezním úhlem α_m , nedochází k žádnému lomu do prostředí opticky řidšího, nýbrž dochází k tzv. úplnému odrazu. Při tomto typu odrazu neprochází do opticky řidšího prostředí žádná část svazku. Hodnota mezního úhlu se liší vzhledem k velikostem indexu lomu na rozhraní daných prostředí. Dle Snellova zákona[13]

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1}, \quad (4.3.1)$$

tedy

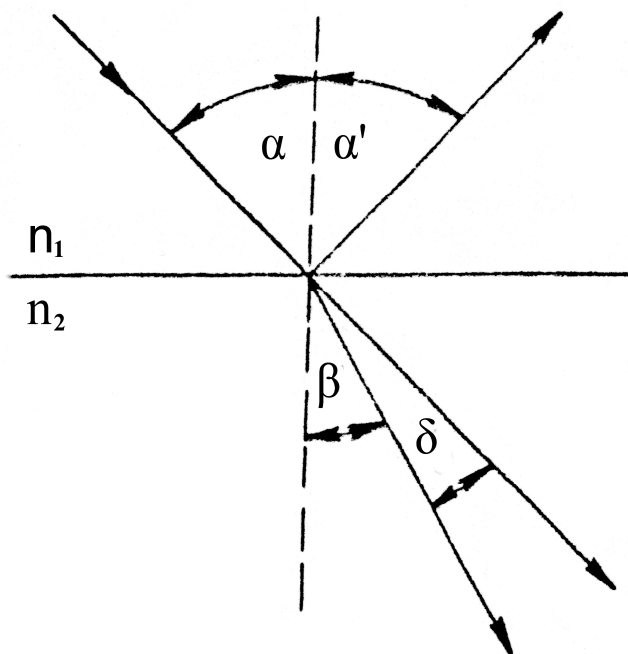
$$\frac{\sin \alpha_m}{\sin \beta} = \frac{v_2}{v_1}, \quad (4.3.2)$$

kde index 1 označuje prostředí odkud paprsek přichází a index 2 zase prostředí, kam paprsek vstupuje. Úhly α a β označují úhly lomu a odrazu, podobně jako v obrázku (Obr.4.3.1). Index m u úhlu α symbolizuje přívlastek „mezní“. Dále můžeme za β dosadit 90° , čímž lze rovnici (4.3.2) upravit do vztahu[13]

$$\alpha_m = \sin^{-1} \frac{v_2}{v_1}, \quad (4.3.3)$$

což lze dále upravit, pokud dosadíme za $n_2 = 1$, tedy pokud bude řidším prostředím vakuum či vzduch[13]

$$\alpha_m = \sin^{-1} \frac{\frac{c}{n_2}}{\frac{c}{n_1}} = \sin^{-1} \frac{n_1}{n_2} = \sin^{-1} \frac{1}{n_2}. \quad (4.3.4)$$

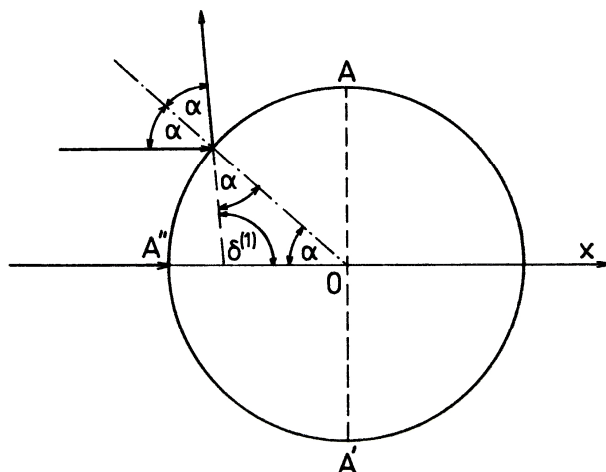


Obr. 4.3.1: Odraz a lom světla[upraveno 13]

Obrázek (Obr. 4.3.1) zobrazuje příklad lomu a odrazu optického paprsku na rozhraní dvou prostředí. Konkrétně n_1 - řidší prostředí, n_2 - hustší prostředí. Na tomto obrázku vidíme z levého horního rohu směřující paprsek směrem ke středu obrázku pod úhlem α , kde se odráží pod totožným úhlem α' na základě Snellova zákona: Úhel odrazu je roven úhlu dopadu, tedy $\alpha = \alpha'$. Paprsek současně prostupuje do prostředí n_2 , avšak nikoli pod původním úhlem, nýbrž pod úhlem β , jenž je dán relativními indexy lomu obou prostředí. Úhel δ tvoří odchylku úhlu β od původního úhlu dopadu optického svazku. Obrázek odpovídá indexům lomu za stavu $n_1 < n_2$, pokud by byla rychlost elektromagnetické vlny v prostředí n_2 vyšší než v prostředí n_1 , tedy pokud je prostředí n_1 opticky hustší než prostředí n_2 , potom se jedná o takzvaný lom od kolmice. Kolmicí je zde pomyslná přímka kolmá na rozhraní n_1 a n_2 . Tato přímka je na obrázku (Obr.4.3.1) zobrazena přerušovaným typem čáry.[13]

4.4 Odraz světla od sférické kapky

Při dopadu nepolarizovaného optického svazku na vodní kapku dojde, mimo jiné, k jeho částečnému odrazu (viz kapitola 4.3). Jedná se o lom na rozhraní dvou prostředí, tedy vzduchu a vody. Vzhledem k tomu, že platí zákon odrazu, tak dojde k odrazu pod přesně takovým úhlem, pod jakým paprsek dopadá vzhledem ke kolmici prostředí. Pokud položíme osu x do vodorovné osy kruhu(při dvojrozměrném pohledu) a pokud bude vysílaný paprsek rovnoběžný s touto osou, pak vzdálenost paprsku od této pomyslné osy je přímo úměrná velikosti úhlu odrazu. Jinými slovy, čím vzdálenější bude paprsek od osy kruhu, tím větší bude úhel odrazu. Při nulové vzdálenosti osy optického svazku a osy kruhu je i nulový úhel odrazu. Naopak při dopadu svazku na okraj kapky, tedy v bodech A či A' na (Obr. 4.4.1), dochází k pouhému doteku s hranicí kapky a tudíž k žádnému odrazu. [13]



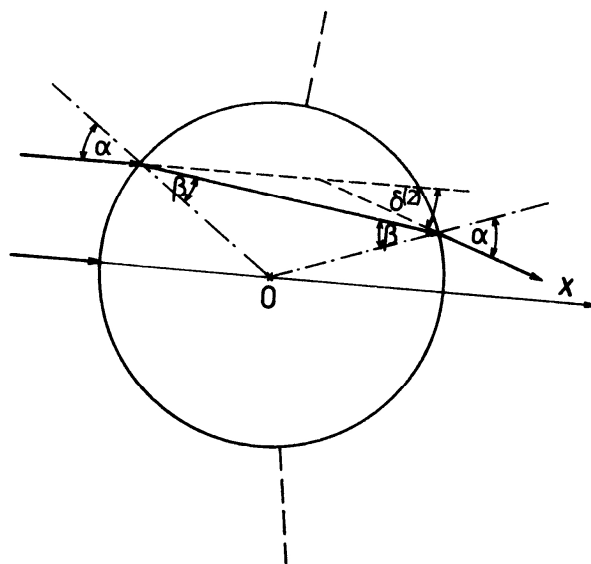
Obr. 4.4.1: Odraz světla od povrchu sférické kapky[upraveno 13]

Úhly α v obrázku (Obr. 4.4.1) mají všechny stejnou hodnotu, jak již bylo vysvětleno dříve. Úhel s označením $\delta^{(1)}$ představuje celkovou odchylku paprsku od jeho původního směru. Tento tzv. rozptylový úhel je nad osou X odečítán v protisměru rotace hodinových ručiček, kdežto v případě lomu pod osou X ve smyslu chodu normálního. Jeho hodnotu lze rovněž získat odečtením dvojnásobku úhlu α od 180° , což je patrné z naznačeného trojúhelníku na tomto obrázku.[13]

4.5 Rozptyl světla na sférické kapce

Při dopadu elektromagnetického záření na hranici sférické kapky, o velikosti řádově desetin až jednotky milimetru, dochází nejen k odrazu od této hranice, ale i lomu na rozhraní vzduch – voda, jako při dopadu např. slunečních paprsků na vodní hladinu. Dojde tedy k lomu i odrazu světla dle Snellova zákona. [13]

Při opětovném průchodu rozhraním, tentokrát však ve směru voda – vzduch, dochází kromě lomu záření také k vnitřním odrazům. Tento jev má však na procházející svazek ve směru změny směru paprsku zanedbatelný vliv. Procházející svazek však ztrácí na výkonu a dochází k jeho lomu. Celá situace je znázorněna na obrázku (Obr. 4.5.1).[13]



Obr. 4.5.1: Dvojnásobný lom paprsku při průchodu sférickou kapkou[upraveno 13]

Obrázek(Obr. 4.5.1) znázorňuje teoretický průchod elektromagnetického záření sférickou kapkou bez uvažování vnitřních odrazů v kapce. Paprsek se šíří směrem zleva doprava a dopadá na povrch kapky pod úhlem α . Při průchodu rozhraním vzduch – voda(tedy přechod z opticky hustšího prostředí do opticky hustšího) dochází k lomu svazku směrem ke kolmici. Při výstupu záření ze sférické kapky dochází opět jeho lomu, tentokrát však na rozhraní voda – vzduch (tedy přechod z prostředí opticky hustšího do prostředí opticky řidšího). Na rozhraní tohoto typu dohází k lomu od kolmice (čerchovaná přímka), přičemž výsledný úhel je shodný, tedy opět α , neboť se jedná o prostředí se stejnými indexy lomu. Výsledná odchylka záření od původního směru je znázorněna úhlem $\delta^{(2)}$.

4.6 Atmosférický útlum a rozptyl světla

Paprsek procházející volným prostředím je ovlivňován mnoha faktory. Jedním z těchto faktorů je útlum prostředí, jímž se šíří. Útlum optické intenzity svazku dopadajícího na fotocitlivou elektroniku může být způsoben rozptylem světla na molekulách či aerosolech, ale také vychýlením svazku z jeho osy. Oběma těmito způsoby může dojít i k přerušení komunikace. Extinkce (útlum) je dána[19]

$$\alpha_e = \alpha_{abs} + \alpha_{s,m} + \alpha_{s,p} + \alpha_{fluct}, \quad (4.6.1)$$

kde α_e znázorňuje střední koeficient extinkce

α_{abs} znázorňuje útlum na molekulách

$\alpha_{s,m}$ znázorňuje rozptyl na molekulách tedy Rayleighův rozptyl

$\alpha_{s,p}$ znázorňuje rozptyl na částicích neboli Mieův rozptyl

α_{fluct} znázorňuje střední zeslabení intenzity vlivem fluktuací optické intenzity

Rayleighův rozptyl – jedná se o rozptyl elektromagnetického záření na molekulách, či jiných částicích, které jsou mnohem menší než-li vlnová délka daného záření.[18]

Intenzita takto rozptýleného světla na jedné takové částici je dána

$$I_\theta = I_0 \cdot \frac{\pi^2 \cdot \alpha^2}{2 \cdot \epsilon_0^2 \cdot \lambda^4} \cdot \frac{F(\theta)}{r^2}, \quad (4.6.2)$$

přičemž: I_0 představuje původní(dopadající) intenzitu paprsku[18]

$F(\theta)$ představuje funkci pozorovacího úhlu, jenž závisí na polarizaci primárního paprsku. Pro nepolarizovaný svazek platí $F(\theta) = 0,5(1 + \cos \theta)$, kde θ je úhel mezi primárním a rozptýleným paprskem.

r představuje vzdálenost intenzitu měřícího detektoru od dané částice

λ představuje vlnovou délku záření

α značí polarizovatelnost na základě Clausiovy-Mossottiovy rovnice:

$$\alpha = 3 \cdot \epsilon_0 \cdot v \cdot \frac{n_1^2 - n_0^2}{n_1^2 + n_0^2}, \quad (4.6.3)$$

kde v zastupuje objem dané disperzní částice[18]

n_1 představuje index lomu disperzního podílu

n_0 představuje index lomu disperzního prostředí

ϵ_0 je konstanta permitivity vakua ($8,85419 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ J}^{-1} \text{ m}^{-1}$)

Mieův rozptyl – vzniká při dopadu elektromagnetického záření na částici o stejném či větším průměru než-li je vlnová délka daného záření. Těmito částicemi mohou v atmosféře být např. aerosolové či dešťové kapky, sníh či kroupy, ale také smog.[20]

Rozdíl mezi Rayleighovým a Mieovým rozptylem spočívá ve velikosti částic, na něž dopadá dané záření a v elektrické nevodivosti této částice (Rayleighův rozptyl).

Podmínka Rayleighova rozptylu spočívá ve velikosti částice, jejíž poloměr r musí být dostatečně malý, aby splňoval podmínku $\frac{2\pi r}{\lambda} \ll 1$, což z hlediska viditelného spektra lidského oka představuje částice do maximální velikosti desítek nm.[19][20]

Hlavními parametry mající vliv na optický paprsek v APP jsou koeficient útlumu $\alpha_{l,atm}$, index lomu n a strukturní parametr indexu lomu Cn^2 . Všechny ty to parametry jsou závislé na vlnové délce záření, času a na prostorových souřadnicích (λ, t, \vec{r}) . [15]

Celkový vliv extinkce v atmosféře na zeslabení intenzity svazku vyjadřuje Bouguerův zákon, jehož integrací získáme

$$I_2(\lambda) = I_1(\lambda)e^{-\alpha_e(\lambda)\Delta z}, \quad (4.6.4)$$

kde I_2 představuje zeslabenou intenzitu svazku v místě dopadu zatím co I_1 představuje její původní hodnotu. Obě tyto hodnoty odpovídají pouze určité dané vlnové délce λ . Koeficient extinkce α_e se předpokládá na trase svazku za konstantní, případně se určí průměrná hodnota, jež je za tuto konstantu považována. Hodnota koeficientu extinkce je taktéž závislá na vlnové délce záření. Proměnná Δz vyjadřuje šířku vrstvy atmosféry, jíž optické záření prochází.[15]

Propustnost atmosféry pro určitou vlnovou délku se nazývá spektrální propustnost atmosféry a značíme ji $T_\lambda(\lambda)$. Definuje ji poměr intenzity záření $I_2(\lambda)$ a $I_1(\lambda)$. Dosazením rovnice (4.6.4) do tohoto poměru a předpokládáme konstantní koeficient extinkce α_e na dané tloušťce atmosféry Δz , případně i rozptylu vlnové délky záření, dostaneme spektrální střední hodnotu propustnosti atmosféry[15]

$$T = e^{-\alpha_e \Delta z} \quad (4.6.5)$$

Vzdálenost mezi dvěma body, na nichž je propustnost atmosféry T rovna 0,02 při záření s vlnovou délkou $\lambda=555$ nm nazýváme meteorologickou viditelností a značíme ji V_M .

Tudíž můžeme říci, že $V_M = \Delta z$. Z toho vyplývá, že

$$T = e^{-\alpha_e V_M} \quad (4.6.6)$$

$$\ln(0,02) = -\alpha_e V_M \quad (4.6.7)$$

$$\alpha_e = \frac{3,91}{V_M} \quad (4.6.8)$$

Rovnice (4.6.6 až 8) jsou platné pouze pro vlnovou délku záření $\lambda = 555$ nm. Pro využití těchto rovnic i pro jiné vlnové délky, je potřeba doplnit poměr těchto vlnových délek umocněné koeficientem q , jehož velikost závisí na meteorologické viditelnosti. Pro rovnici (4.6.8) pak platí [15]

$$\alpha_e = \frac{3,91}{V_M \left(\frac{555}{\lambda} \right)^q}, \quad (4.6.9)$$

kde je $q = 0,585 V_M^{\frac{1}{3}}$ pro meteorologickou viditelnost do 6km.

Celkový útlum intenzity záření optického svazku atmosférického přenosového prostředí je možné z koeficientu extinkce α_e vyjádřit pomocí [15]

$$\alpha_{1,APP}^{[dB / km]} = \frac{\alpha_e^{[km^{-1}]}}{0,23} \quad (4.6.10)$$

Přičemž tento útlum lze vypočítat pomocí optické intenzity vysílaného paprsku I_1 , intenzity paprsku v místě snímání/měření I_2 a délkou trasy mezi vysílačem a přijímačem L_{APP} :

$$\alpha_{1,APP} = -L_{APP}^{-1} 10 \log \frac{I_2}{I_1} \quad (4.6.11)$$

Přesnější představu o hodnotách atmosférického útlumu a meteorologické vzdálenosti lze získat prostudováním tabulky (Tab. 4.6.1) [15]

Tab. 4.6.1: Hodnoty atmosférického útlumu a meteorologické vzdálenosti v atmosféře[15]

$\alpha_{I,APP}$ [db/km]	V_M [km]	Stav atmosféry
1,0 – 0,5	10 – 23	čistá
7 – 3	2 – 4	opar
14 – 7	1 – 2	slabá mlha nebo silný déšť
85 – 34	0,2 – 0,5	střední mlha
> 340	< 0,05	silná mlha

4.7 Vliv atmosférických turbulencí na optický svazek

Jak již bylo řečeno, tak dochází k lomu optického svazku (všeobecně elektromagnetického záření) na rozhraní dvou prostředí s rozdílnými indexy lomu. V případě vzduchu je tato změna indexu lomu způsobená změnou teploty a tlaku. Tato změna však není okamžitá, konstantně rozložená a ani pravidelná a to z důvodu mísení vzduchu v atmosféře. Z těchto a dalších důvodů vznikají tzv. turbulence, které dělíme podle způsobu jejich vzniku:

- Termická turbulence – vzniká v důsledku nestabilního vrstvení atmosféry, např. při proudění vzduchu při nerovnoměrném ohřívání povrchu země slunečními paprsky (např. silnice se ohřívají více, než-li louka, les či vodní hladina) nebo při proudění studeného vzduchu nad teplejší. Tento typ turbulence dosahuje maximálních hodnot hlavně v jarních a letních měsících obzvláště v poledních hodinách.[21]
- Dynamická turbulence – vzniká při kontaktu velkých vzdušných proudů a atmosférických mas. Vlivem tření při srážce těchto vzdušných proudů dochází k inverzi teploty, což je možné sledovat pomocí vrstevnaté oblačnosti. Tento typ turbulence se dělí podle výšky výskytu. První, výše popsáný typ, se vyskytuje do výšky 4km nad zemským povrchem. Druhý typ, nazývaný „Turbulence stříhu větru“, se vyskytuje ve výškách nad 5km a její existence souvisí s tzv. tryskovým prouděním.[21]

- Mechanická turbulence – se dělí na 2 typy. Přízemní turbulence vzniká při kontaktu vzdušného proudu s nestejným zemským povrchem (budovy, kopce atd.). K jejímu vzniku je zapotřebí proudění větru o síle cca 7-10 m/s². Často se mísí s termickou turbulentí, čímž může nabít na síle. Orografická turbulence vzniká při proudění vzduchu a kontaktu s horskými masivy. Na závětrné straně horských štítů tak mohou vzniknout mj. i víry s horizontální osou, které mohou sahát až do troposféry.[21]

Tyto turbulence nabývají kulovitých tvarů o poloměru $l \in (l_0 ; L_0)$, přičemž l_0 představuje minimální vnitřní průměr turbulence a L_0 představuje maximální průměr turbulence, neboli její vnější průměr. Turbulence v atmosféře nabývají velikosti od několika mm do několika km. Pro stanovení intenzity turbulentí se mimo jiné využívá tzv. *Kolmogorova zákona „dvou třetin“* [15]

$$\left\langle [n(A,t) - n(B,t)]^2 \right\rangle_{čas} = C_n^2 \rho^{\frac{2}{3}} \text{ při } l_0 \ll \rho \ll L_0 \quad (4.7.1)$$

$$\left\langle [n(A,t) - n(B,t)]^2 \right\rangle_{čas} = D_n, \quad (4.7.2)$$

kde výraz v levé části rovnice nazýváme strukturní funkcí indexu lomu (jenž můžeme také označit D_n). Jedná se o časově středovanou veličinu, přičemž A a B odpovídají bodům v prostoru a t znázorňuje čas. V pravé části se nachází strukturní parametr indexu lomu C_n^2 a parametr ρ představující vzdálenost mezi body A a B. Vlastní strukturní parametr indexu lomu dosahuje hodnot od 10^{-12} (pro silnou turbulenci) až do cca $10^{-14} \text{ m}^{-2/3}$ (pro mírnou úroveň turbulence). [15]

Náhodné nehomogenity indexu lomu vyvolávají fluktuace fáze i amplitudy procházející vlny.[15] Při relativně slabých turbulentích můžeme pro homogenní a stacionární prostředí psát

$$\beta_0 = K C_n^2 k^{\frac{7}{6}} L_{APP}^{\frac{11}{6}}, \quad (4.7.3)$$

kde β_0 představuje relativní varianci optické intenzity

k udává vlnové číslo ($2\pi/\lambda$)

K je konstanta, jejíž hodnota je 1,23 v případě rovinné vlny a 0,5 u sférické vlny.

Relativní varianci optické intenzity lze také určit pomocí vztahu

$$\sigma_{I,rel}^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}, \quad (4.7.4)$$

kde I představuje optickou intenzitu záření a výraz $\langle \rangle$ znázorňuje střední hodnotu veličiny nacházející se uvnitř. V oblasti mírných turbulencí jsou si výrazy $\sigma_{I,rel}^2$ a β_0 rovny, je-li však hodnota těchto výrazů vyšší než 1 (silné turbulence), dojde k jevu nasycení pro výraz $\sigma_{I,rel}^2$ a jeho hodnota zůstává konstantně rovna 1.

Platí-li $\sigma_{I,rel}^2 = \beta_0$, pak můžeme pomocí (4.7.3) určit strukturní parametr indexu lomu:

$$C_n^2 = \frac{\sigma_{I,rel}^2}{K \cdot k^{\frac{7}{6}} \cdot L_{APP}^{\frac{11}{6}}} \quad (4.7.5)$$

Již zmiňovaný strukturní parametr indexu lomu udává míru změn indexu lomu v atmosférickém přenosovém prostředí, respektive intenzitu turbulencí ve trase optického svazku (viz Tab. 4.7.1)

Tab. 4.7.1: Intenzita turbulencí vyjádřena strukturním parametrem indexu lomu:[15]

míra turbulencí	C_n^2 [$\text{m}^{-2/3}$]
slabá	10^{-14}
střední	10^{-13}
silná	10^{-12}

5 OSTŘENÍ A MĚŘENÍ TOP HAT PROFILU SVAZKU

Cílem této práce je experimentálním postupem vytvořit Top hat svazek a posoudit jej z hlediska kvality. Existuje mnoho způsobů, jak lze postupovat, avšak pro pochopení základního principu vytváření tohoto typu svazku je popsán princip dostačující.

5.1 Měřicí pracoviště

Základem celého měření je zdroj signálu a měřicí ústrojí. Zdrojem Gaussovského typu svazku je He-Ne laser class II s vlnovou délkou 632,8 nm (červená barva ve viditelném spektru). Vysílá jeden svazek s náhodnou polarizací o šířce 0,65 mm. Tento laserový generátor, vyráběný firmou Melles Griot, má vyzařovací úhel přibližně 1,2 mrad. Konkrétní model: LHP991 ze série č.: 08004-1. Tento model obsahuje na výstupu 50% filtr od firmy Hama s.č.: 75949.

Měřicí ústrojí tvoří CCD snímač zvaný *Laser Beam Profiler* od firmy Newport Corporation. V jeho hlavní části se nachází CCD snímač, který může být opatřen jedním z 3 optických filtrů. SW dodávaný spolu s tímto zařízením umožňuje snímat 2D, ale i 3D profil intenzity záření dopadajícího paprsku a to v reálném čase. Samotný CCD snímač disponuje vysokým dynamickým rozsahem a dokáže snímat vlnové délky v rozsahu 190 – 1550nm.

Další součástí měření tvoří:

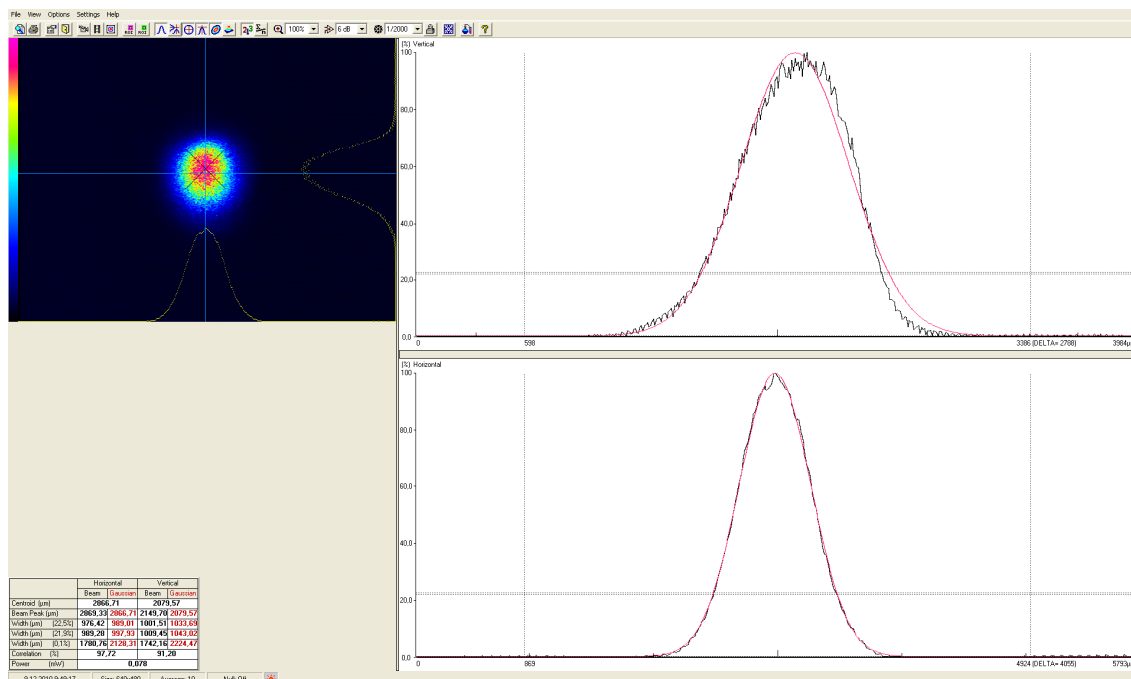
- Počítač
- Difusér
- Difrakční mřížka
- Pole čoček
- Plano-konvexní čočka č.1
- Plano-konvexní čočka č.2

Parametry a vlastnosti plano-konvexních čoček:

- Čočka č.1: tloušťka čočky $d = 43 \text{ mm}$
ohnisková vzdálenost: $l = 568 \text{ mm}$
výkon P bez čočky: $190,9 \text{ } \mu\text{W}$
výkon P s čočkou: $180,1 \text{ } \mu\text{W}$
otvorová vada: $l_1 = 118 \text{ mm}$, $l_2 = 120 \text{ mm} \Rightarrow \delta = 2 \text{ mm}$
- Čočka č.2: tloušťka čočky $d = 12,1 \text{ mm}$
ohnisková vzdálenost: $l = 568 \text{ mm}$
výška vrchlíku: $h_1 = 2,72 \text{ mm}$
 $h_2 = 0 \text{ mm}$
otvorová vada: $l_1 = 183 \text{ mm}$, $l_2 = 186 \text{ mm} \Rightarrow \delta = 2 \text{ mm}$

5.2 Postup měření

K měření je využíváno programu, dodávaného s měřícím ústrojím. Nejprve bylo provedeno měření vstupního paprsku s Gaussovým profilem. Při měření byla část paprsku s největší intenzitou zaměřena přibližně do středu CCD snímače. V programu byl nastaven jako vstupní profil, neboli funkce, se kterou je korelací porovnáván měřený vstupní paprsek, Gaussův typ svazku. Program, dodávaný firmou Newport LBP(*Laser Beam Profiler*), měří šířku i výšku paprsku ve vertikální i horizontální rovině, současně s měřením vzdálenosti osy paprsku od spodní hranice těchto rovin. Dále je prováděno měření výkonu paprsku, avšak naměřené hodnoty neodpovídaly skutečnosti, což bylo potvrzeno i dozírajícím kantorem, tudíž tento údaj nebude brán v úvahu. Naměřené hodnoty jsou programem vyobrazeny v podobě grafů (vertikální profil, horizontální profil i jejich kombinaci), ale i číselně (viz Obr. 5.2.1).



Obr. 5.2.1 :Profil vstupního paprsku s Gaussovým typem profilu

Zobrazení v levém horním rohu obrázku (Obr. 5.2.1) představuje přímý pohled na paprsek. Dále vyobrazuje pozici dopadajícího paprsku na snímácím povrchu CCD snímače. Rozdílné zbarvení vyobrazeného paprsku je dáno intenzitou jeho záření v daném bodě, čím vyšší intenzita, tím je větší vlnová délka barevného zobrazení. Dále je zde vyobrazena horizontální i vertikální intenzita vstupního paprsku z profilu. Všechna grafická zobrazení tohoto softwaru obsahují polohu zářivých bodů vzhledem k ose x a y nebo jejich kombinaci. Graf v pravém horním rohu obrázku představuje vertikální pohled na profil paprsku a změnu polohy paprsku vzhledem k ose y. Graf v levém dolním rohu naopak představuje horizontální pohled na jeho profil a jeho pohyb, respektive pohyb dopadajících fotonů, vzhledem k ose x. Obě tyto zobrazení jsou doplněna ideálním tvarem paprsku, v tomto případě se jedná o Gaussov profil svazku, kdežto při dalším měření bylo využíváno výhradně profilu typu Top hat.

Korelace vstupního a ideálního paprsku dosahovala při horizontálním snímání hodnot 97,72%, při vertikálním pak 91,2%.

5.3 Úprava paprsku pomocí jednoho optického členu

Při zaostřování profilu svazku typu Top hat byla jako první využita metoda popsaná v kapitole 3.4, jenž popisuje ostření Gaussova paprsku do paprsku s jednotnou intenzitou záření v místě snímání. Bylo ověřeno, že při vzdalování CCD snímače od čočky dochází k nárůstu intenzity na okrajích svazku a poklesu intenzity v jeho středu. Při jeho přibližování naopak dochází k úbytku intenzity na okrajích a nárůstu ve středu svazku.

Tab. 5.3.1: Naměřené hodnoty svazku pro plano-konvexní čočku č.1:

číslo měření	X[mm]	korelace[%]		šířka svazku[μm]	
		H	V	H	V
1	724	83,82	80,47	2793,29	2751,8
2	655	84,91	81,21	2572,59	2562,77
3	563	82,00	83,06	2884,78	1908,17
4	496	83,10	84,26	2375,94	2003,67
5	460	84,14	83,19	2141,70	1970,02
6	400	82,33	81,39	1865,38	1884,10
7	222	82,88	83,18	875,19	834,02
8	177	82,38	81,96	634,49	602,54
9	80	90,43	87,82	163,85	182,05

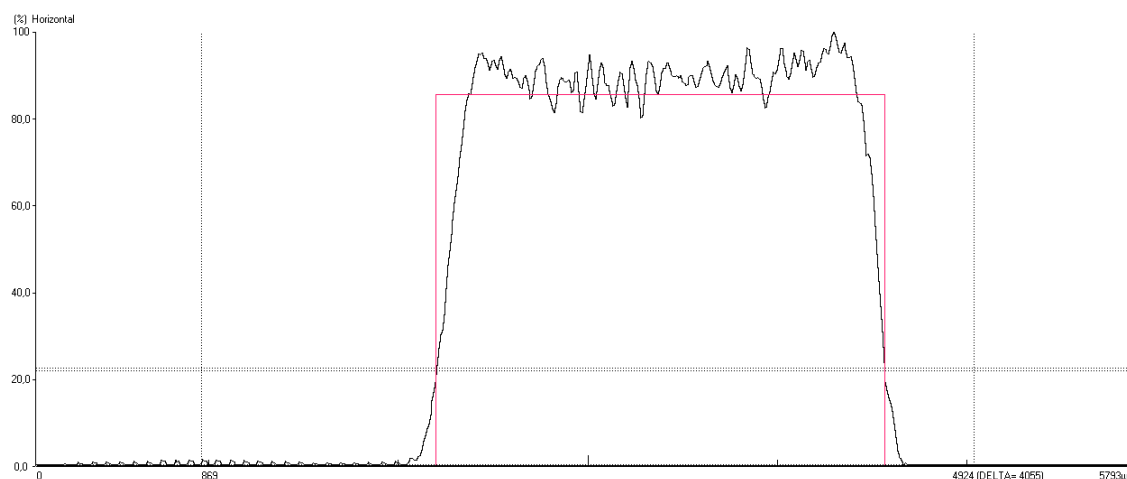
Vzdálenost CCD snímače od generátoru laserového záření byla po celou dobu měření 895 mm. Hodnota X v tabulce (Tab. 5.3.1) značí vzdálenost čočky od snímače. Během tohoto měření nedošlo k vytvoření svazku s profilem Top hat. Postupným přibližováním čočky docházelo pouze k jeho zaostření na menší plochu. Vysoké procento korelace v měření č. 9 bylo způsobeno vysokou koncentrací optické intenzity laserového záření (viz příloha B). Vzhledem k výsledkům tohoto měření bylo evidentní, že použití pouze jednoho optického členu bude nedostačující a došlo k implementaci difuséru do zaostřovací soustavy.

5.4 Úprava optického svazku využitím plano-konvexní čočky a difuséru

Jeho začlenění bylo ve vzdálenosti 630 mm od CCD snímače. Tato vzdálenost byla určena na základě optického zhodnocení výhodnosti dopadajícího rozšířeného svazku na povrch čočky. Tato vzdálenost zůstala konstantní během celého měření.

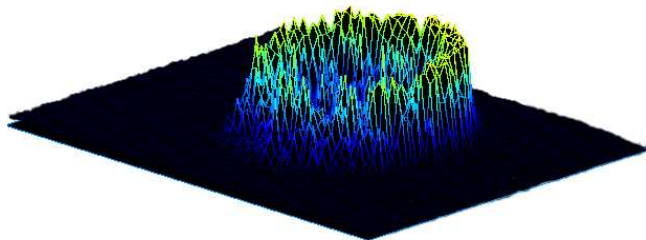
Tab. 5.4.1: Čočka č.1 s implementovaným difusérem

č.m.	X[mm]	korelace[%]		šířka svazku[μm]	
		H	V	H	V
1	49	95,45	91,87	2348,03	2360,03
2	53	92,36	88,19	3140,13	2785,11



Obr. 5.4.1: Měřicí soustava s čočkou č.1 a difusérem pro vzdálenost $X = 49$ mm

Na obrázku (Obr. 5.4.1) je vyobrazen horizontální profil optické intenzity svazku. Osa X značí jeho šířku a osa Y představuje relativní intenzitu záření v %. Měření s difusérem a čočkou č.1 dosahuje nejlepších výsledných profilů paprsku s profilem intenzity typu Top hat. Jako optimální se jeví vzdálenost $L = 49$ mm (Obr. 5.4.1), při níž bylo dosaženo nejlepších výsledků během celého měření. Korelace ideálního průběhu s měřeným byla více než 95%. 3D zobrazení téhož měření je vyobrazeno na obrázku (Obr. 5.4.2).



Obr. 5.4.2: Měřicí soustava s čočkou č.1 a difusérem pro vzdálenost $X = 49$ mm ve trojrozměrném zobrazení

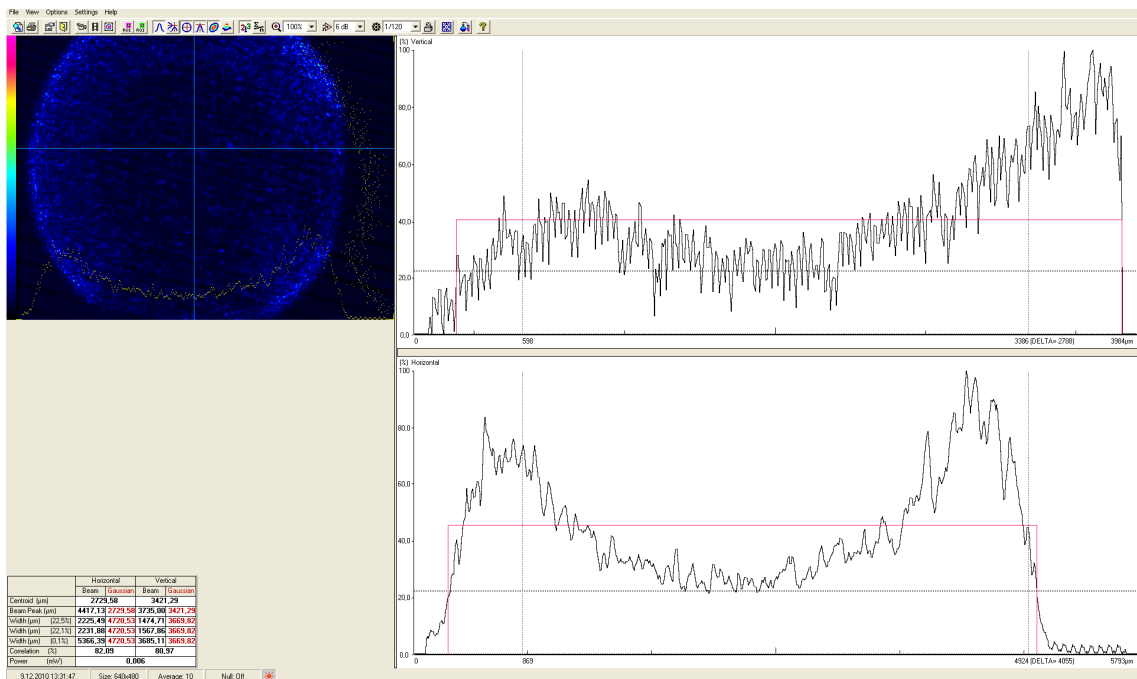
$$\beta = \frac{2\sqrt{2\pi}r_0y_0}{f\lambda} = \frac{2\sqrt{2\pi} \cdot 488,21 \cdot 10^{-6} \cdot 1179,44 \cdot 10^{-6}}{568 \cdot 10^{-3} \cdot 632,8 \cdot 10^{-9}} = \underline{\underline{8,0313}}$$

Výsledná hodnota parametru β byla pravděpodobně ovlivněna použitím difuséru, čímž byla ovlivněna hodnota poloměru vstupního paprsku. Přesto se domnívám, že hodnota tohoto parametru, spolu s jeho korelací, potvrzuje kvalitu dosaženého výsledku v tomto bodě. Tento parametr β i výpočet odpovídá optické soustavě s výsledným profilem na (Obr. 5.4.2).

Při výměně čočky č.1 za čočku č.2 byl ověřen vliv vzdálenosti plano-konvexní čočky od snímače na tvar paprsku (viz kap. 5.3). Naměřené výsledky jsou uvedeny v tabulce (Tab. 5.4.2).

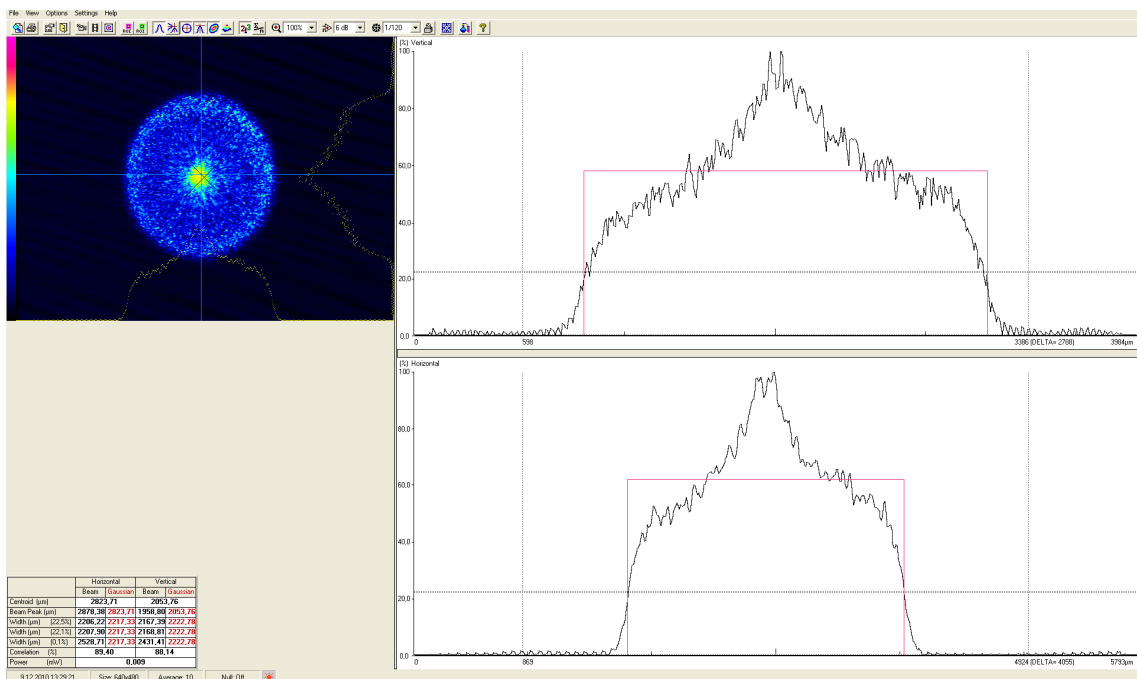
Tab. 5.4.2: Čočka č.2 s difusérem:

č.m.	X[mm]	korelace[%]		šířka svazku[μm]	
		H	V	H	V
1	24	82,09	80,97	2225,49	1474,71
2	27	92,43	92,53	3112,10	3389,44
3	32	93,59	92,82	3491,69	3478,82
4	34	89,40	88,14	2206,22	2167,39



Obr. 5.4.3: Print screen výsledku měření s čočkou č.2 a s difusérem a vlivu vzdálenosti čočky kratší než L (viz kap. 5.3)

Tento obrázek (Obr. 5.4.3) podporuje tvrzení o nárůstu intenzity záření na okrajích svazku, při vzdálenosti kratší, než L . V tomto konkrétním případě, se jedná o záznam svazku při vzdálenosti čočky od CCD snímáče 24 mm.

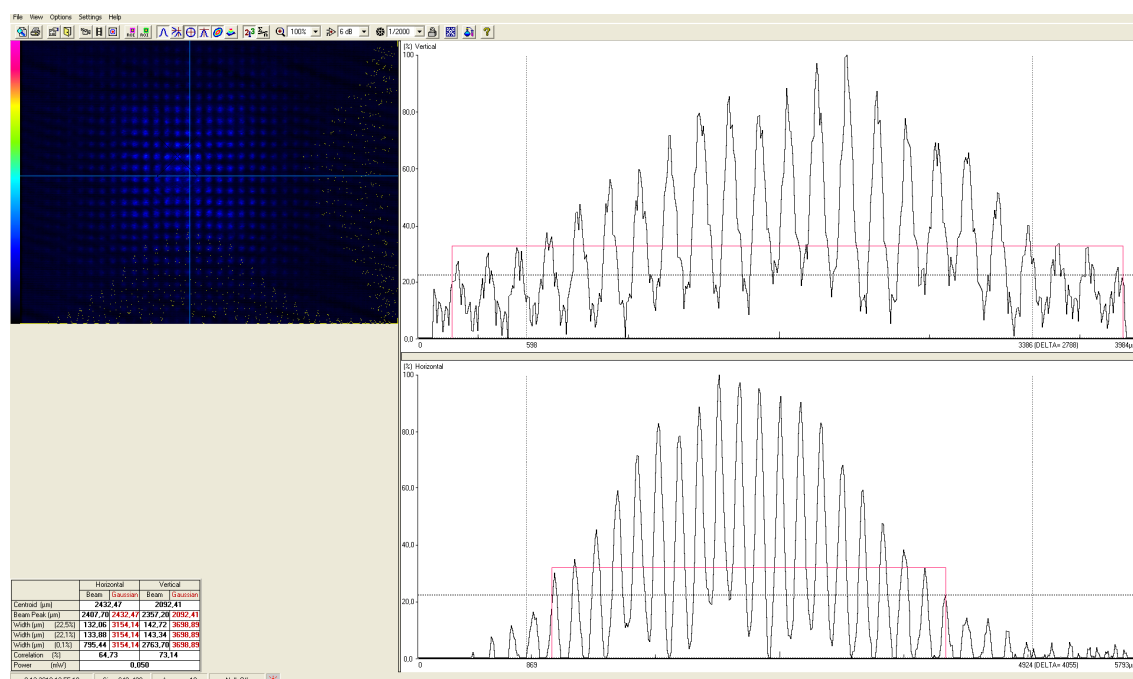


Obr. 5.4.4: Print screen výsledku měření s čočkou č.2 a s difusérem a vlivu vzdálenosti čočky delší než L (viz kap. 5.3)

5.5 Úprava optického svazku pomocí implementace difrakční mřížky

Vzdálenost od CCD k:

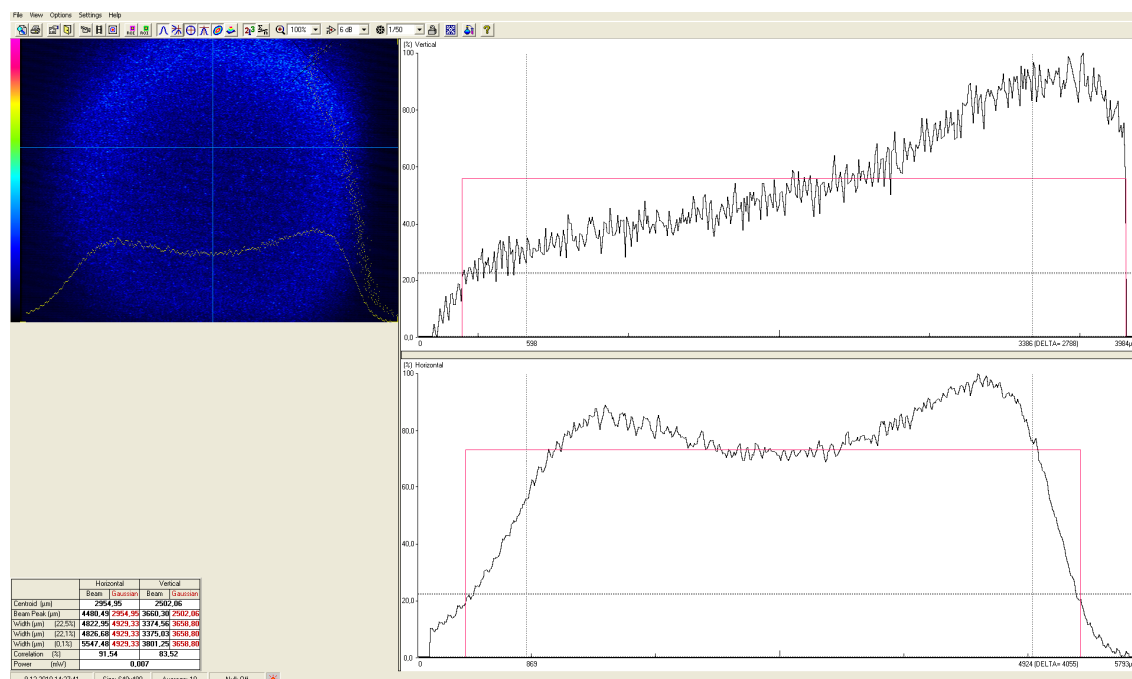
- čočce udává proměnná X v tabulce
- difrakční mřížke je 610 mm
- difuséru je 462 mm



Obr. 5.5.1: Print screen zobrazení svazku po průchodu difrakční mřížkou

Tab. 5.5.1: Měření s pomocí difuséru a difrakční mřížky – čočka č. 1

č.m.	X[mm]	korelace[%]		šířka svazku[μm]	
		H	V	H	V
1	168	91,54	83,52	4822,95	3374,56
2	174	88,38	87,12	3997,94	3499,51
3	180	87,64	86,74	4235,21	3581,36



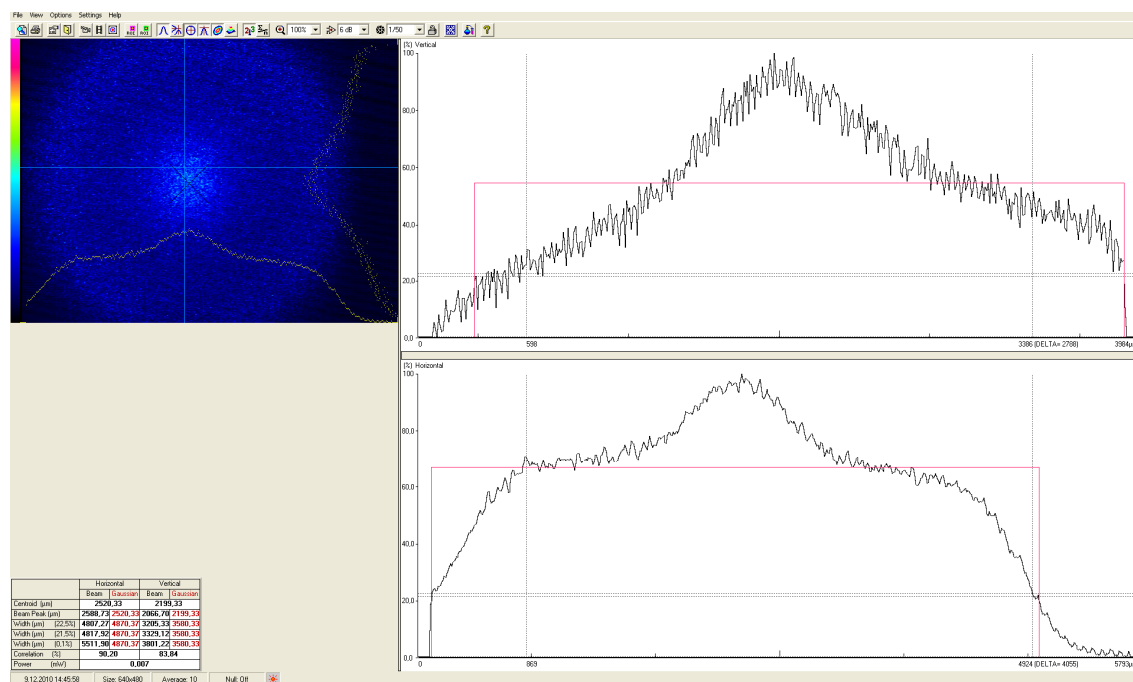
Obr. 5.5.2: Print screen ostření svazku do profilu Top hat pomocí difrakční mřížky, difuséru s čočkou č. 1

Bohužel výsledný paprsek na obrázku (Obr. 5.5.2) byl ve vertikálním pohledu poněkud větší, než samotný CCD snímá měřícího ústrojí. Přesto je patrný tvar paprsku s profilem Top hat v horizontální rovině. Korelace při tomto měření na vzdálenost čočky od snímáče rovnu 168 mm byla cca 92%, což bylo nejvíce při tomto způsobu ostření.

Tab. 5.5.2: Měření s pomocí difuséru a difrakční mřížky – čočka č.2

č.m.	X[mm]	korelace[%]		šířka svazku[μm]	
		H	V	H	V
1	135	89,56	91,81	4594,05	3589,96
2	135	90,20	83,84	4407,27	3205,33

Při ostření svazku s čočkou č.2 byla čočka při měření č.2 otočena z důvodu experimentálního pokusu, při němž byl povrchově zkoumán vliv na výsledný profil svazku.



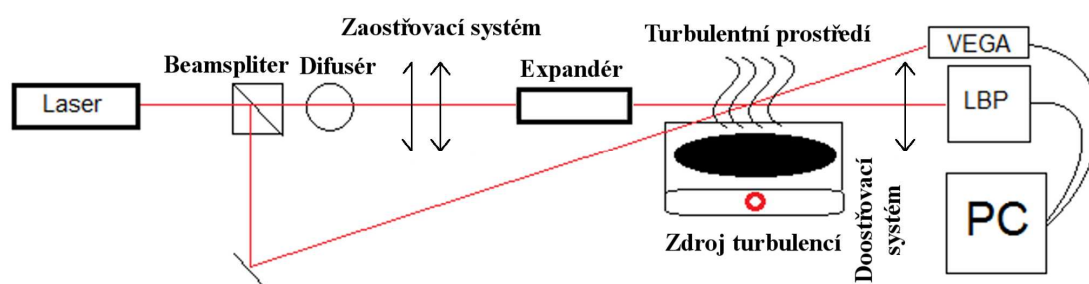
Obr. 5.5.3: Ostření svazku s čočkou č.2 otočenou vypouklou částí směrem k CCD snímači

Při zachování stejných parametrů i vzdáleností mezi jednotlivými členy, včetně citlivosti snímače, způsobilo otočení čočky nárůst intenzity ve středu paprsku a jeho mírné zúžení.

6 MĚŘENÍ OBOU TYPŮ SVAZKŮ V TURBULENTNÍM PROSTŘEDÍ

Druhým cílem této práce je porovnání vlivu turbulentního prostředí na Gaussův profil svazku i na svazek s profilem Top hat. Přesněji budou oba typy svazků porovnány z hlediska fluktuací vlivem atmosférických turbulencí a také útlumu v atmosférickém přenosovém prostředí (APP).

6.1 Měřicí pracoviště



Obr. 6.1.1: Zapojení měřicího pracoviště

K měření vlivu turbulencí za přibližně stejných podmínek na oba svazky vyžadovalo rozdělení zdrojového svazku z laseru (viz Obr. 6.1.1). Při tomto měření bylo k tomuto účelu využito optického členu „beamsplitter“ (v překladu „rozdělovač svazku“). Odcloněná část svazku byla bez dalších úprav odcloněna zrcadlem přes turbulentní prostředí, po jehož průchodu byly snímány vlastnosti a chování Gaussova svazku. K možnosti sledování a odečtení útlumu i fluktuací byly využívány LBP – Laser Beam Profiler vyrobený firmou Newport (popis viz kap. 5.2, nákres viz Příloha A) a měřič optického výkonu VEGA Ophir (s.č. 546714). Před dopadem optického záření na snímací plochu měřiče výkonu, byla provedena úprava svazku pomocí štěrbiny ($d \approx 1\text{mm}$), jenž byla umístěna bezprostředně před snímačem měřiče optického výkonu VEGA. Při měření byl kladen důraz na co nejpřesnější zaměření bodu maximální intenzity záření na tuto štěrbinu. Měření probíhalo v intervalu 1 minuty. Naměřené hodnoty byly zaznamenávány a ukládány do paměťového prostoru PC.

Zaostření druhého svazku po průchodu beamspliterem je prováděno pomocí difuséru, jenž rozšiřuje průměr svazku o 20° , dále pomocí zaostřovacího systému, jenž je tvořen dvěma čočkami (čočka č.1 a č.2). Po zaostření svazku do optimálních parametrů byl tento svazek pomocí expandéru exportován do přenosového prostředí za nímž musel být opět doostřen a posléze změřen pomocí LBP i měřičem optického výkonu VEGA.

Při měření bylo využíváno celkem 2 zdrojů laserového záření. Prvním z nich byl již zmiňovaný He-Ne laser (viz kap. 5.1) o vlnové délce 632,8 nm a druhým He-Ne laser o vlnové délce 543 nm o výkonu 0,35 mW (max. 5 mW) s TEM 00 a průměrem svazku 0,89 mm.

Naměřená data byla analyzována a využita k výpočtům v kapitole 6.2.

Parametry a vlastnosti plano-konvexních a zobrazovacích čoček:

Čočka č.1: tloušťka čočky: $d = 21 \text{ mm}$
vnější průměr čočky: $D = 97,5 \text{ mm}$
ohnisková vzdálenost: $l = 700 \text{ mm}$ výška
vrchlíku: $h = 2,5 \text{ mm}$
výkon P bez čočky: $188 \text{ } \mu\text{W}$
výkon P s čočkou: $168,1 \text{ } \mu\text{W}$
otvorová vada: $\delta = 3 \text{ mm}$

Čočka č.2: tloušťka čočky: $d = 18 \text{ mm}$
Vnější průměr čočky: $D = 62,7 \text{ mm}$
ohnisková vzdálenost: $l = 250 \text{ mm}$
výška vrchlíku: $h_1 = 5 \text{ mm}$
 $h_2 = 0,83 \text{ mm}$
výkon P bez čočky: $174,6 \text{ mW}$
výkon P s čočkou: $159,6 \text{ mW}$
otvorová vada: $\delta = 4 \text{ mm}$

Čočka č.3: tloušťka čočky: $d = 12,1 \text{ mm}$
vnější průměr čočky: $D = 45 \text{ mm}$
ohnisková vzdálenost: $l = 250 \text{ mm}$
výška vrchlíků: $h_{1,2} = 3,5 \text{ mm}$
výkon P bez čočky: $191 \text{ } \mu\text{W}$
výkon P s čočkou: $169,8 \text{ } \mu\text{W}$
otvorová vada: 2 mm

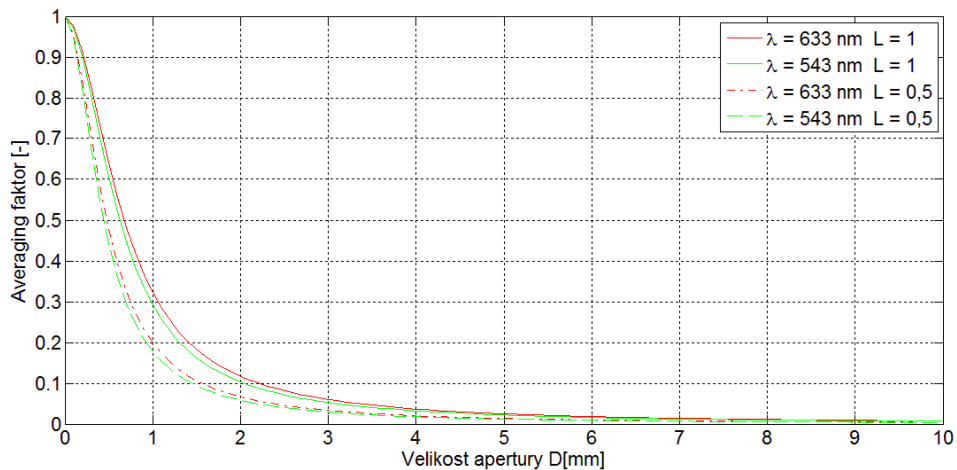
6.2 Naměřené a vypočtené výsledky

Pro stanovení vlivu atmosférických turbulencí na Gaussův typ profilu svazku i na profil typu Top hat, byl při každé měřené úrovni infrazářiče, jenž vytvářel turbulentní prostředí pro oba profily svazku, měřen optický výkon po dobu 60 s. Při měření Gaussova profilu svazku byla do bezprostřední blízkosti snímače umístěna štěrbinu tak, aby bod s nejvyšší intenzitou procházel touto štěrbinou přímo na snímač optického výkonu. V případě profilu Top hat byla štěrbinu umístěna přibližně do středu svazku. Posléze byla relativní variance optického výkonu obou profilů svazku numericky přepočítána na relativní varianci optické intenzity pomocí Averaging faktoru A_{AF} . Pro výpočet relativní variance optické intenzity bylo využito vztahu (4.7.4):

$$\sigma_{I,rel}^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}$$

Již zmíněný přepočet pomocí Averaging faktoru A_{AF} představuje jistý poměr přenosové vzdálenosti L , vlnové délky λ a velikosti apertury D

$$A_{AF} = \left(1 + 1,062 \cdot \frac{kD^2}{4L} \right)^{-7/8} \quad (6.2.1)$$

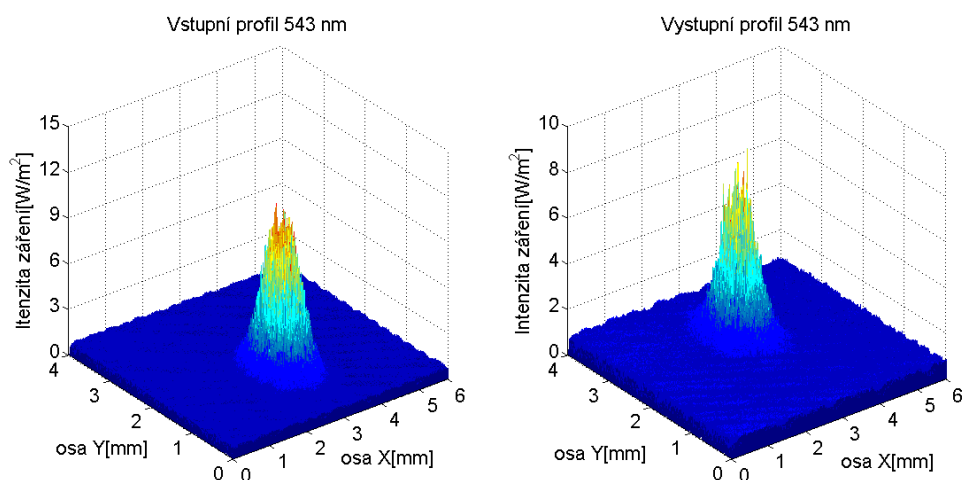


Obr. 6.2.1: Grafická závislost Averaging faktoru pro vzdálenost $L = 1 \text{ m}$ a $L = 0,5 \text{ m}$ pro obě používané vlnové délky

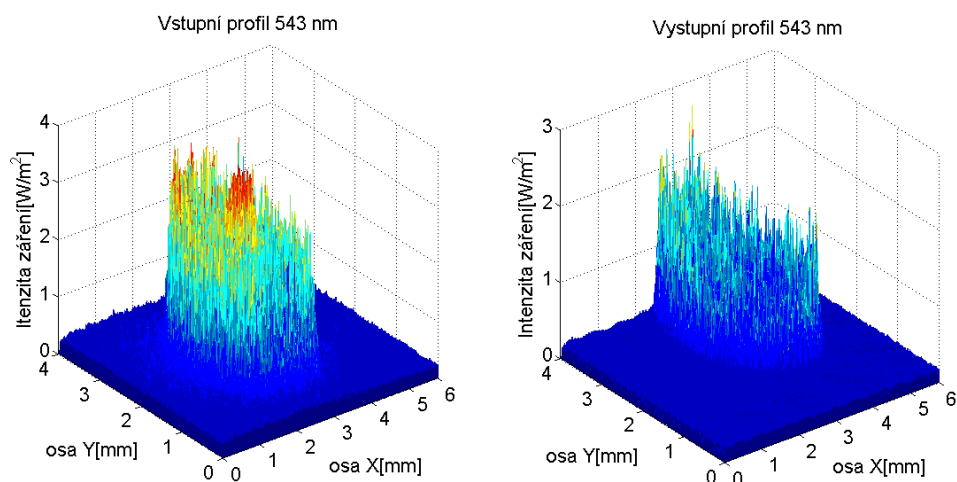
Výsledná variance optické intenzity byla přepočítána vzhledem k poměru

$$A_{AF} = \frac{\sigma_{P,rel}^2}{\sigma_{I,rel}^2} \quad (6.2.2)$$

1. He-Ne laser 543 nm:



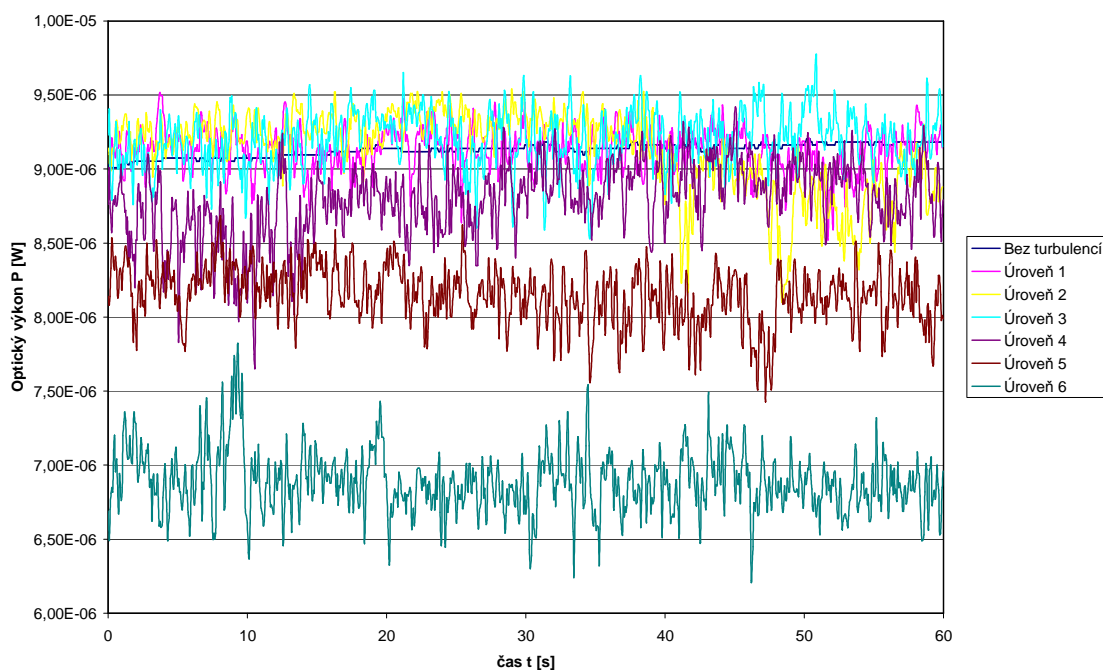
Obr. 6.2.2: Vlevo: vstupní profil bez turbulentí, Vpravo: výstupní profil po průchodu APP při nejvyšší výkonové úrovni infrazářiče, He-Ne laser 543 nm, profil typu Gauss. U profilu vpravo je patrné mírné rozšíření svazku a útlum vlivem turbulentí



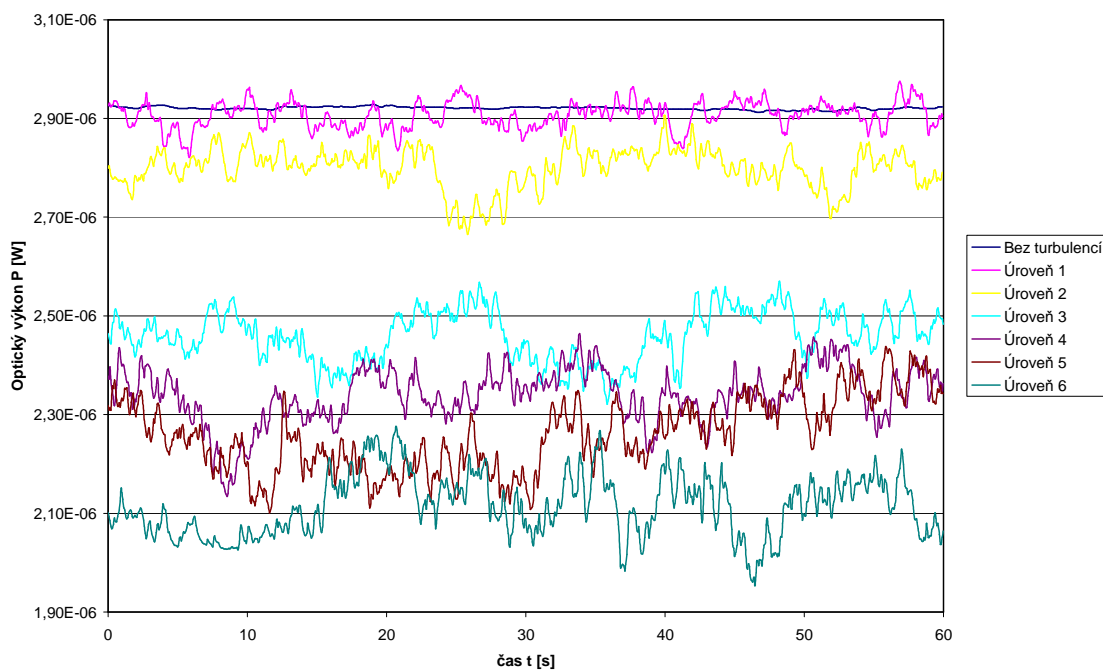
Obr. 6.2.3: Vlevo: vstupní profil bez turbulentí, Vpravo: výstupní profil po průchodu APP při největších turbulentích, He-Ne laser 543 nm, profil typu Top Hat, získaný difusérovou metodou. Na profilech je patrný útlum vlivem turbulentí

Na obrázcích (Obr 6.2.2 a 3) jsou znázorněny profily za APP bez turbulentí a při nejvyšší úrovni infrazářiče. Na osy X, Y znázorňují 2D rozměry svazku v mm a osa Z znázorňuje úroveň intenzity záření v daném bodě.

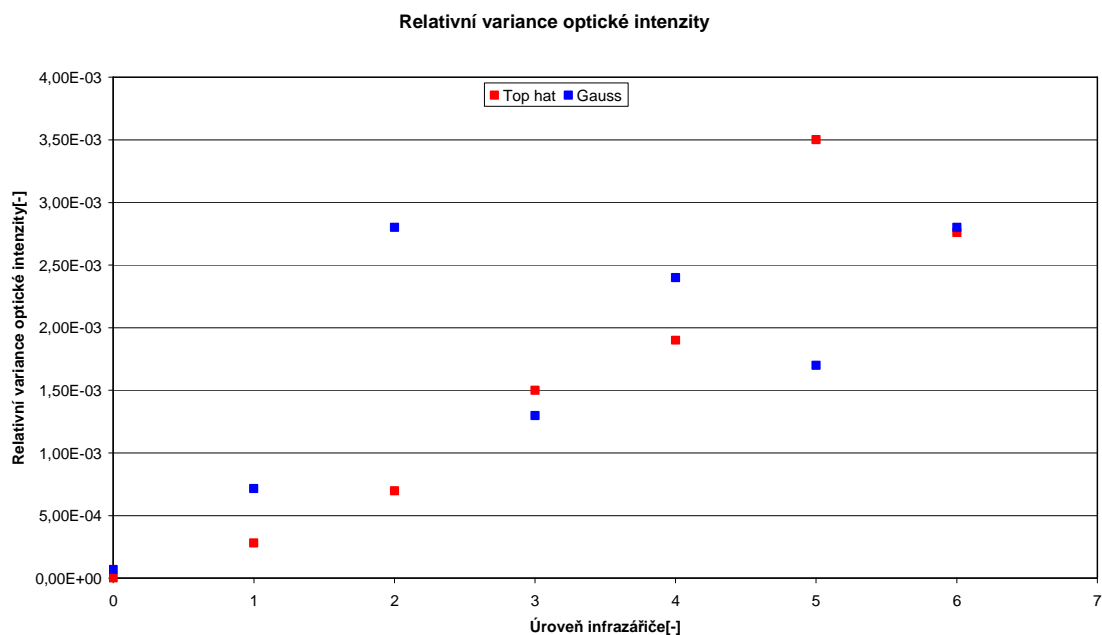
Po průchodu obou profilů svazku turbulentním prostředím s postupným zvyšováním úrovní výkonu infrazářiče bylo při sledování obou svazků jasně viditelný vliv na fluktuaci jejich intenzity. Nutno podotknout, že fluktuace, patrné i pouhým okem, byly vyšší u původního profilu svazku. Fluktuace na profilu Top hat nebyly zdaleka tak znatelné (viz Obr. 6.2.4, Obr. 6.2.5). Velikost apertury byla vždy $d \approx 1\text{ mm}$.



Obr. 6.2.4: Fluktuace optického výkonu záření Gaussova typu profilu v čase měření 60s

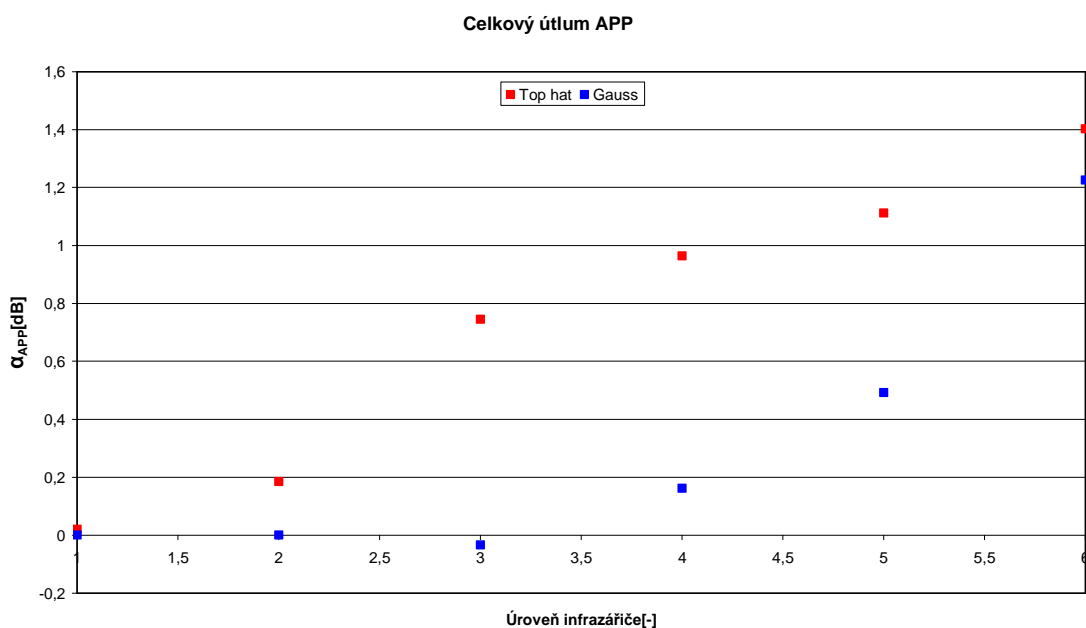


Obr. 6.2.5: Fluktuace optického výkonu svazku s profilem typu Top hat v čase měření 60 s



Obr. 6.2.6: Graf naměřené závislosti relativní variance optické intenzity na úrovni infrazářiče

Na obrázku (Obr. 6.2.4) je znázorněn graf výsledných relativních variancí optické intenzity vzhledem k úrovni turbulencí, neboli úrovni výkonu infrazářiče. Z obrázku vyplývá lepší výsledek pro svazek s profilem intenzity ozáření typu Top hat (červené body). Naopak původní Gaussův profil intenzity ozáření (modré body) dosáhl pro He-Ne laser o vlnové délce 543 nm poněkud horších výsledků. Vysoké hodnoty pro tento typ svazku při úrovni infrazářiče 2 byly pravděpodobně naměřeny z důvodu metodiky měření, při níž mohlo dojít k odečítání hodnot optického výkonu těsně pod úrovní amplitudy Gaussova svazku. Rozdíl výsledných relativních variancí optické intenzity v měření při úrovni turbulencí 5 bylo pravděpodobně způsobeno rozdílnou fází ohřevu či ochlazování infrazářiče.



Obr. 6.2.7: Graf závislosti atmosférického útlumu vzhledem k úrovni výkonu infrazářiče

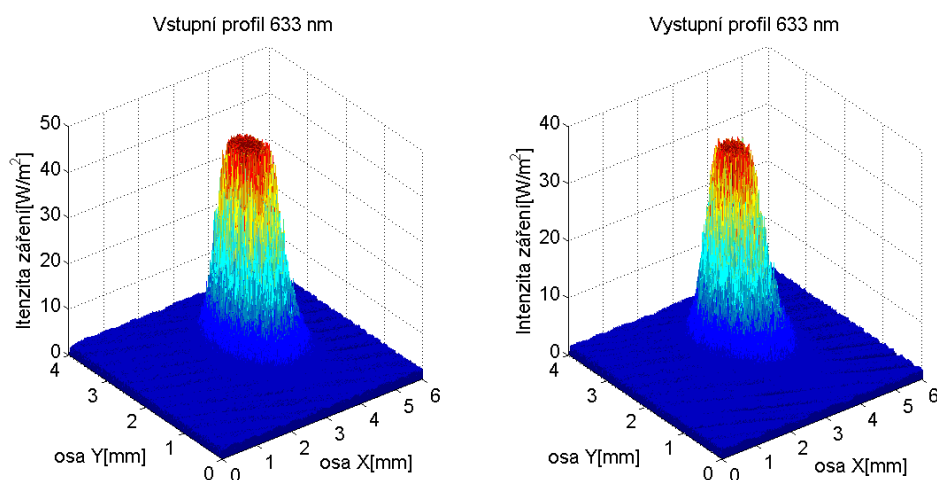
Na obrázku (Obr. 6.2.7) je znázorněna naměřená a vypočítaná závislost atmosférického útlumu na výkonové úrovni infrazářiče. Útlum byl získán průměrováním všech naměřených hodnot pro danou úroveň turbulencí a následně určen útlum pomocí

$$\alpha_{APP} = -10 \cdot \log\left(\frac{P_X}{P_0}\right), \quad (6.2.3)$$

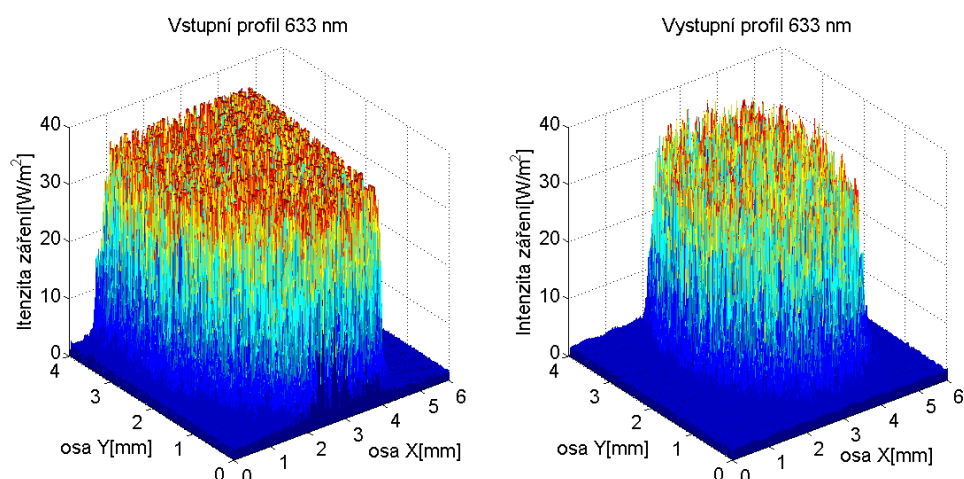
kde α_{APP} [dB] představuje atmosférický útlum, P_0 zastupuje průměrnou hodnotu optického výkonu svazku bez turbulencí a P_X zastupuje průměrnou hodnotu optického výkonu svazku pro danou úroveň infrazářiče X.

Z této závislosti vyplývá, že turbulentní prostředí má, z hlediska atmosférického útlumu, na svazek s profilem typu Top hat větší vliv, než-li na svazek s původním profilem. Tohoto výsledku bylo pravděpodobně dosaženo použitou metodikou, při níž byla šterbinou o průměru 1 mm snímána jedna z okrajových částí svazku Top hat, což zapříčinilo tento výsledek. Zdánlivé a zanedbatelné zesílení původního Gaussovského svazku při úrovni infrazářiče 3, bylo způsobeno změnou ohřívacího cyklu infrazářiče.

2. Helium-Neonový laser 633 nm:

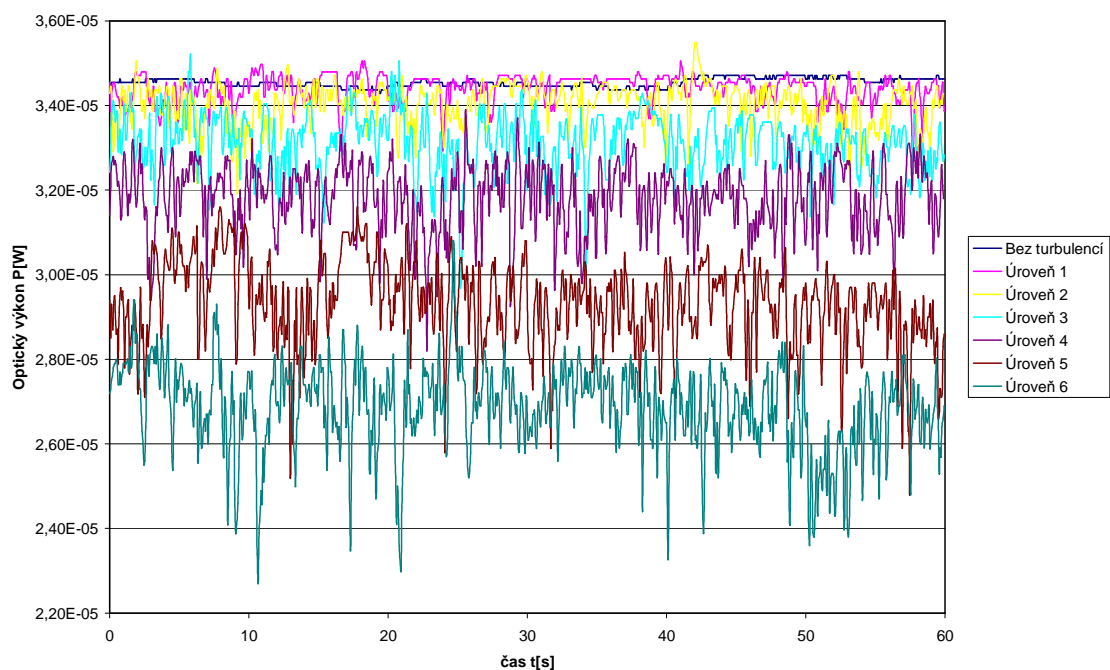


Obr. 6.2.8: Vlevo: vstupní profil bez turbulencí, Vpravo: výstupní profil po průchodu APP při největších turbulencích, He-Ne laser 633 nm, původní Gaussův profil. Na profilech je patrný útlum vlivem turbulencí

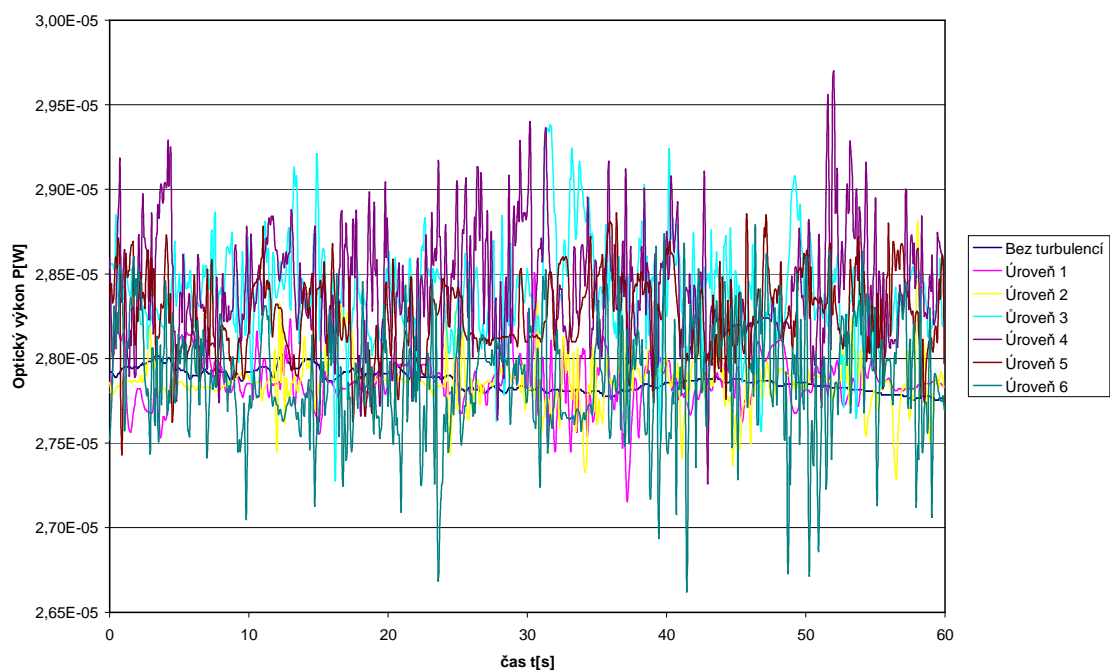


Obr. 6.2.9: Vlevo: vstupní profil bez turbulencí, Vpravo: výstupní profil po průchodu APP při největších turbulencích, He-Ne laser 633 nm, profil typu Top Hat, získaný difusérovou metodou. Na profilech je patrný útlum vlivem turbulencí

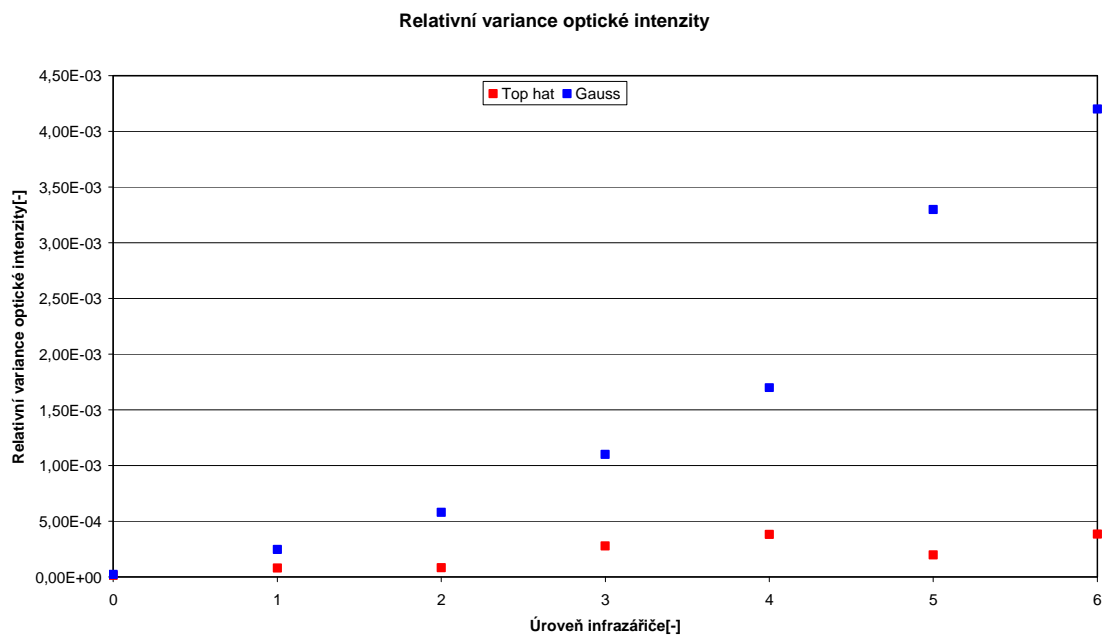
Při snímání obou profilů optických svazků po průchodu turbulentním prostředím byly patrné postupně zvyšující fluktuace amplitudy svazků, jenž narůstaly s výkonovou úrovní infrazářiče, neboli s úrovní intenzity turbulencí. Tyto fluktuace byly ztelnější u Gaussova profilu svazku.



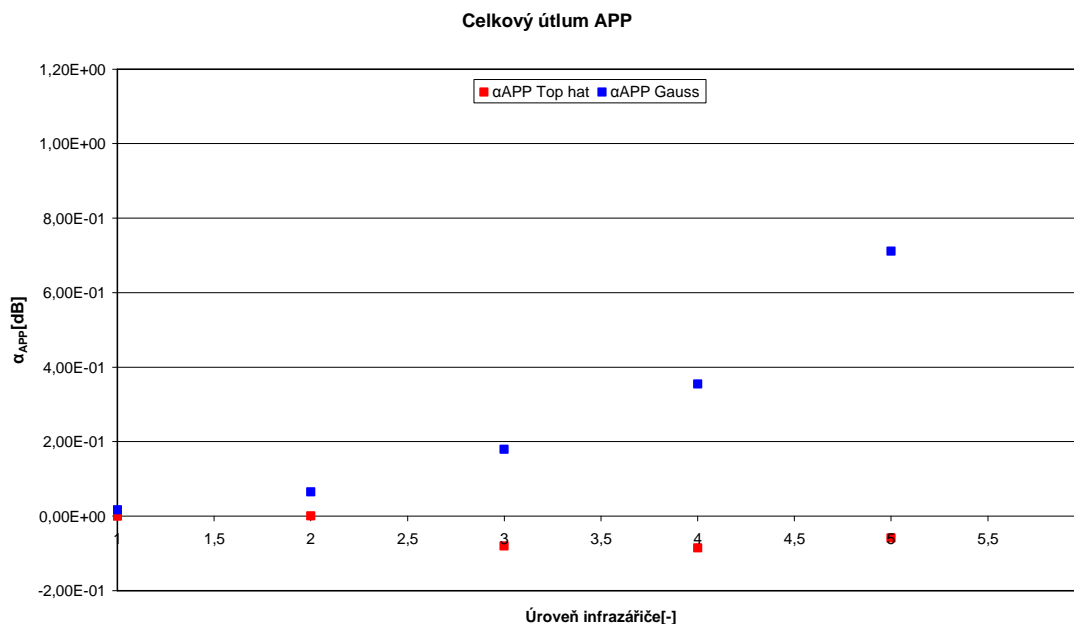
Obr. 6.2.10: Fluktuace optického výkonu záření Gaussova typu profilu v čase měření 60s



Obr. 6.2.11: Fluktuace optického výkonu svazku s profilem typu Top hat v čase měření 60 s



Obr. 6.2.12: Grafické znázornění závislosti relativní variance optické intenzity He-Ne laseru 633 nm na výkonové úrovni infrazářiče



Obr. 6.2.13: : Graf závislosti atmosférického útlumu vzhledem k úrovni výkonu infrazářiče

Z grafických závislostí (Obr. 6.2.12 a 13) vyplývá, že při průchodu optického svazku turbulentním prostředím, má toto prostředí menší vliv na svazek s profilem optické intenzity typu Tophat. Z těchto závislostí je patrné, že právě tento svazek dosahoval při měření menších relativních variancí optické intenzity a že útlum

optického výkonu byl nižší, než při průchodu Gaussova profilu turbulentním prostředím. Rozdílný výskyt fluktuací byl patrný i při vizuálním pozorování obou profilů pomocí LBP. Zdánlivé zesílení svazku s profilem intenzity ozáření typu Top hat v grafické závislosti atmosférického útlumu na intenzitě turbulencí v APP bylo způsobeno rekonstrukcí svazku v bodě měření optického výkonu. Toto zesílení je svou velikostí zanedbatelné.

6.3 Příklady výpočtů

1. Příklad výpočtu relativní variance optické intenzity – He-Ne 543 nm, optický svazek s profilem ozáření typu Top hat, úroveň infrazářiče 2:

- z naměřených hodnot byla získána relativní variance optického výkonu pomocí vzorce (4.7.4)

$$\sigma_{I,rel}^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{7,836579 \cdot 10^{-12} - 7,834892 \cdot 10^{-12}}{7,834892 \cdot 10^{-12}} = \underline{\underline{2,152349 \cdot 10^{-4}}}$$

- dalším krokem bylo získání Avaraging faktoru pomocí vzorce (6.2.1), kde $D = 1$ mm a vzdálenost L pro svazek s profilem Top hat bylo 1,08 m a 1,162 m pro původní Gaussův svazek

$$A_{AF} = \left(1 + 1,062 \cdot \frac{kD^2}{4L} \right)^{-7/8} = \left(1 + 1,062 \cdot \frac{\frac{2\pi}{543 \cdot 10^{-9}} \cdot (1 \cdot 10^{-3})^2}{4 \cdot 1,08} \right)^{-7/8} = \underline{\underline{0,3078}}$$

- následně mohla být převedena relativní variance optického výkonu na relativní varianci optické intenzity pomocí (6.2.2)

$$A_{AF} = \frac{\sigma_{P,rel}^2}{\sigma_{I,rel}^2} \Rightarrow \sigma_{I,rel}^2 = \frac{\sigma_{P,rel}^2}{A_{AF}} = \frac{2,152349 \cdot 10^{-4}}{0,3078} = \underline{\underline{6,9929 \cdot 10^{-4}}}$$

2. Příklad výpočtu útlumu optického výkonu záření vlivem atmosférických turbulencí a útlumu přenosového prostředí pro optický svazek s profilem ozáření typu Top hat, vlnové délky 543 nm při úrovni infrazářiče 2:

- Nejprve byly získány průměrné hodnoty při měření bez turbulencí P_0 a poté pro naměřené hodnoty při úrovni infrazářiče 2 tedy P_2

- Následně byl vypočítán atmosférický útlum v dB pomocí vzorce (6.2.3)

$$\alpha_{APP} = -10 \cdot \log\left(\frac{P_2}{P_0}\right) = -10 \cdot \log\left(\frac{2,7991 \cdot 10^{-6}}{2,9207 \cdot 10^{-6}}\right) = \underline{\underline{0,1847 dB}}$$

3. Přepočet os X a Y v 3D zobrazení profilů optických svazků v kapitole 6

- Rozlišení CCD snímače Laser Beam Profileru je 640x480 bodů(pixelů), což odpovídá 5793x3984 μm

$$5793 \div 640 = 9,0515625 \approx 9,0515 \mu m / pixel$$

$$3984 \div 480 = 8,3 \mu m / pixel$$

(taktéž viz výstupní soubor softwaru LBP)

4. Příklad přepočtu osy Z v 3D zobrazení optických svazků pro HeNe laser 543 nm, vstupní Gaussův profil bez turbulencí

- Obsah šterbiny $r = 0,5 mm$, jíž procházel měřený výkon:

$$S_s = \pi \cdot r^2 = \pi \cdot 0,5 \cdot 10^{-3}^2 = \underline{\underline{0,785398 \mu m^2}}$$

- Plocha 1 pixelu CCD snímače LBP:

$$S_{pix} = a \cdot b = (9,05 \cdot 8,3) \cdot 10^{-6} = \underline{\underline{75,115 pm^2}}$$

- Podílem těchto dvou ploch lze získat počet pixelů ve šterbině

$$N_{pix/s} = \frac{S_s}{S_{pix}} = \frac{0,785398 \cdot 10^{-6}}{75,115 \cdot 10^{-12}} = \underline{\underline{10456}}$$

- Pokud je známý počet pixelů v měřicí ploše, můžeme, za předpokladu konstantní optické intenzity na této malé ploše, získat optickou intenzitu dopadající na 1 pixel pomocí optického výkonu P , jenž procházel plochou S_s

$$I_{pix} = \frac{P}{N_{pix}} = \frac{9,12883334 \cdot 10^{-6}}{10456} = \underline{\underline{0,8730713 nW / pixel}}$$

- Vzhledem k velmi malé ploše pixelu, na nějž dopadá daný výkon, lze tento optický výkon považovat za optickou intenzitu I_{max} s níž je možno určit intenzitu v jednotkách SI tedy W/m^2

$$N_{m^2} = \frac{S_{m^2}}{S_{pix}} = \frac{1}{75,115 \cdot 10^{-12}} = \underline{\underline{13,31292 \cdot 10^9}}$$

$$I_{max} = I_{pix} \cdot N_{m^2} = 0,8730713 \cdot 10^{-9} \cdot 13,31292 \cdot 10^9 = \underline{\underline{11,62313W / m^2}}$$

7 ZÁVĚR

Cílem tohoto projektu je seznámení se s typy optických svazků využívaných v optických spojích ve volném prostoru. Prostudování vzniku optického záření a jeho rozdílného využívání v technické praxi slouží jako užitečný základ pro práci na aplikaci tohoto typu. Z tohoto důvodu je na začátku této práce popsána struktura atmosféry a různé druhy turbulencí a atmosférických poruch, ale také chování svazku při průchodu těmito poruchami. Dále je vysvětlen princip vzniku záření u LED diod i u nejčastěji využívaných laserů v odvětví bezkabelové optické komunikace. Kromě toho se tato práce věnuje i tvarování optického svazku ve volném prostoru. Nejprve je popsán Gaussův profil intenzity záření paprsku, posléze profil typu Top hat. Ten by měl mít lepší výsledky z hlediska atmosférického útlumu i atmosférických turbulencí, což bylo ověřeno v kapitole 6 této bakalářské práce. Po seznámení se s těmito profily svazků je vysvětlen postup při tvarování svazku Top hat z původního Gaussova. Tvarování pomocí plano-konvexní čočky je jeden z možných postupů při tvarování tohoto typu svazku. Během měření v laboratoři se však ukázalo, jako velmi obtížné přesně zaměřit laserový svazek do středu čočky a proto bylo využito difuséru, jenž ostřený svazek dostatečně rozšířil a tak bylo možno dosáhnout lepších výsledků. Výsledný profil typu Top hat dosahoval při korelaci s ideálním tvarem svazku více než 95%. Ostření pomocí čočky č.1 ve vzdálenosti 49 mm od CCD snímače se ukázalo jako nejlepší kombinací v tomto měření. Při dalším měření bylo využito optické difrakční mřížky, jenž rozděluje svazek na velké množství menších svazků (viz Obr. 5.5.1). Pomocí tohoto prvku již však nebylo dosaženo tak dobrých výsledků jako při výše zmíněném nastavení optického ostřicího systému.

Při měření vlivu turbulencí na optický svazek typu Gauss a Top hat, bylo ověřeno, že atmosférické turbulence a atmosférický útlum mají menší vliv na upravený svazek typu Top hat. Menší vliv turbulencí byl patrný i pouhým okem a to jak při sledování profilu svazku v PC pomocí CCD snímače v Laser Beam Profileru, tak i přímým sledováním svazku dopadajícího na vložené stínítko. Tento menší vliv turbulencí a atmosférického útlumu byl prokázán pro obě měřené vlnové délky pomocí relativní variance optické intenzity. Měření atmosférického útlumu bylo v případě svazku s profilem typu Top hat pro laser 633 nm ovlivněno použitou metodou, jelikož v bodě měření došlo k rekonstrukci svazku. Ve výsledku zdánlivě dosáhl tento svazek až příliš dobrých výsledků v porovnání s původním profilem svazku typu Gauss. Při měření atmosférického útlumu pro 543 nm laser byl pravděpodobně snímán přijímaný výkon v okrajové části svazku typu Top hat, což zapříčinilo zdánlivě lepší výsledky pro původní profil svazku typu Gauss.

LITERATURA

- [1] KREJČÍ, R.; HULICIUS, E. *Polovodičové lasery a LED-ky* : parametry, aplikace, srovnání. Microdesignum.cz [online]. 23.4.2007, 1, [cit. 2010-11-21]. Dostupný z WWW: <<http://www.microdesignum.cz/clanky/Polovodicove-lasery-a-LED-ky.html>>
- [2] DOLEČEK, J. *Moderní učebnice elektroniky - 3. díl : Optoelektronika a optoelektronické prvky*. Praha : BEN - technická literatura, 2005. 158 s. ISBN 80-7300-184-5
- [3] KVASIL, B. *Kvantová elektronika*. Praha : Nakladatelství Československé akademie věd, 1968. Optické kvantové generátory a zesilovače - Lasery, s. 300-400.
- [4] VANC, R. LED : *Základy LED*. Pandatron.cz [online]. 20. ledna 2009, 1, [cit. 2010-11-21]. Dostupný z WWW: <<http://pandatron.cz/?605&led>>
- [5] M. DICKEY, Fred; C. HOLSWADE, Scott. *Laser Beam Shaping : Theory and Techniques*. New York, Basel : Marcel Dekker, Inc., 2000. Gaussian Beam Shaping: Diffraction Theory and Design, s. 119- 149.
- [6] Archives of dermatology [online]. Vol.135/ No.4. 4.1999 [cit. 2010-11-21]. *The relative fluence of a representative Gaussian beam*. Dostupné z WWW: <<http://archderm.ama-assn.org/cgi/content/full/135/4/444/FIGDRE8033F2>>
- [7] RAIDA, Z. *Multimediální učebnice : Radiooptika* [online]. FEEC VUT Brno : 2010 [cit. 2010-11-23]. Gaussův vlnový svazek. Dostupné z WWW: <<http://www.urel.feec.vutbr.cz/~raida/multimedia/index.php?nav=7-1-A>>.
- [8] Gaussova funkce. In *Wikipedia : the free encyclopedia* [online]. St. Petersburg (Florida) : Wikipedia Foundation, , last modified on 5.9.2010 [cit. 2010-11-23]. Dostupné z WWW: <http://cs.wikipedia.org/wiki/Gaussova_funkce>.
- [9] Laser. In *Wikipedia : the free encyclopedia* [online]. St. Petersburg (Florida) : Wikipedia Foundation, , last modified on 12.11.2010 [cit. 2010-11-30]. Dostupné z WWW: <<http://cs.wikipedia.org/wiki/Laser>>.
- [10] HOMBURG, O.; TOENNISSEN, F.; GENSER, H. High-precision Gaussian-to-tophat beam transformation improves structure quality and speed in micro-machining. *Www.limo.de* [online]. 2008, 1, [cit. 2010-12-04]. Dostupný z WWW: <www.limo.de/fileadmin/PDF/LIM2007LIMOPaperLZH2.pdf>.
- [11] *Williamson-labs.com* [online]. 1999-2006 [cit. 2010-12-04]. Optics for EEs. Dostupné z WWW: <<http://www.williamson-labs.com/lasers.htm>>.
- [12] Top hat laser beam shaper. In *Top hat laser beam shaper* [online]. USA : Laser Components, 06/2008 [cit. 2010-12-20]. Dostupné z WWW: <http://www.lasercomponents.com/fileadmin/user_upload/home/Datasheets/holoortop-hat_beam-shaper.pdf>.
- [13] BEDNÁŘ, J. *Pozoruhodné jevy v atmosféře*. Praha : Academia, 1989. 236 s. ISBN 80-200-0054-2.
- [14] WILFERT, O. *Optoelektronika : Přednášky*. Brno : VUT v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav Radioelektroniky, 2002. 121 s. ISBN 80-214-2264-5.
- [15] WILFERT, O. *Fotonika a optické komunikace : Přednášky*. Brno : VUT v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav Radioelektroniky, 2007. 127 s. ISBN 978-80-214-3537-7.

- [16] HARGER, R.O. *Optical communication theory*. Maryland : Dowden, Hutchinson& Ross, Inc., 1977. 336 s. ISBN 0-87933-286-7, TK5103.59.067.
- [17] WILFERT, O. *Optoelektronika 1*. Vysoké učení technické v Brně. Brno : PC-DIR spol. s.r.o., 1993. 133 s. ISBN 80-214-0551-1.
- [18] BARTOVSKÁ, L.; ŠIŠKOVÁ, M. Integrovaný systém elektronických studijních opor VŠCHT Praha. In POUCHLÝ, J. *Transformační rozvojový program MŠMT* [online]. Praha : Vysoká škola chemicko-technologická v Praze, 2005 [cit. 2011-03-16]. Dostupné z WWW:<http://vydavatelstvi.vscht.cz/knihy/uid_es-001/hesla/rayleighova_rovnice_pro_rozptyl_svetla.html>.
- [19] VITÁSEK, J. Optické atmosférické komunikace : Atmosférické přenosové prostředí. In [online]. [s.l.] : Department of Telecommunications, 2011 [cit. 2011-03-17]. Dostupné z WWW:<http://kat440.vsb.cz/optice/images/stories/freeaccess/vit0028/OAK/NC3_APP.pdf>.
- [20] MAŇÁK, R. Parhelium. *Optické úkazy v atmosféře : Halo Observation Project 2007* [online]. 3.2007, 1, [cit. 2011-03-17]. Dostupný z WWW:<<http://ukazy.astro.cz/gal/Parhelium200703.pdf>>.
- [21] VAŠÍČEK, J. Vysvětlení některých meteorologických pojmů a jevů. *Odbor letecké meteorologie ČHMÚ* [online]. 7.2.2008, 2., [cit. 2011-04-11]. Dostupný z WWW:<http://old.chmi.cz/meteo/olm/Let_met/Pojmy_2.htm>.
- [22] CHOMOUCKÁ, J. Rozptyl. *Ústav fyzikální a spotřební chemie, Fakulta chemická, VUT Brno* [online]. 2004, 04, [cit. 2011-05-12]. Dostupný z WWW:<http://www.fch.vutbr.cz/~zmeskal/obring/presentace_2004/04_rozptyl.pdf>.

SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

f	Frekvence
λ	Vlnová délka
c	Rychlost světla ve vakuu
E	Energie
h	Planckova konstanta
T	Teplota v Kelvinech
k	Vlnový vektor, vlnové číslo
\hat{H}	Hamiltoniána soustavy
Ψ	Vlnová funkce soustavy
r	Poloměr
e	Eulerovo číslo
σ	Směrodatná odchylka funkce
μ	Střední hodnota náhodné veličiny
ε_0	Permitivita vakua
D_{IN}	Průměr vstupního paprsku
D_{OUT}	Průměr výstupního paprsku
L	Vzdálenost čočky od snímáče
LBP	Laser beam profiler
APP	Atmosférické přenosové prostředí
L_{APP}	Délka atmosférického přenosového prostředí
T	Propustnost atmosféry
V_M	Atmosférická viditelnost
α_e	Koeficient extinkce
α_{abs}	Útlum na molekulách
$\alpha_{s,m}$	Rozptyl na molekulách, Rayleighův rozptyl
$\alpha_{s,p}$	Rozptyl na částicích, Mieův rozptyl
α_{fluct}	Střední zeslabení intenzity vlivem fluktuací optické intenzity
α_{APP}	Atmosférický útlum
$F(\theta)$	Funkce pozorovacího úhlu závislého na polarizaci primárního paprsku
Δz	Šířka atmosférické vrstvy, jíž prochází dané optické záření

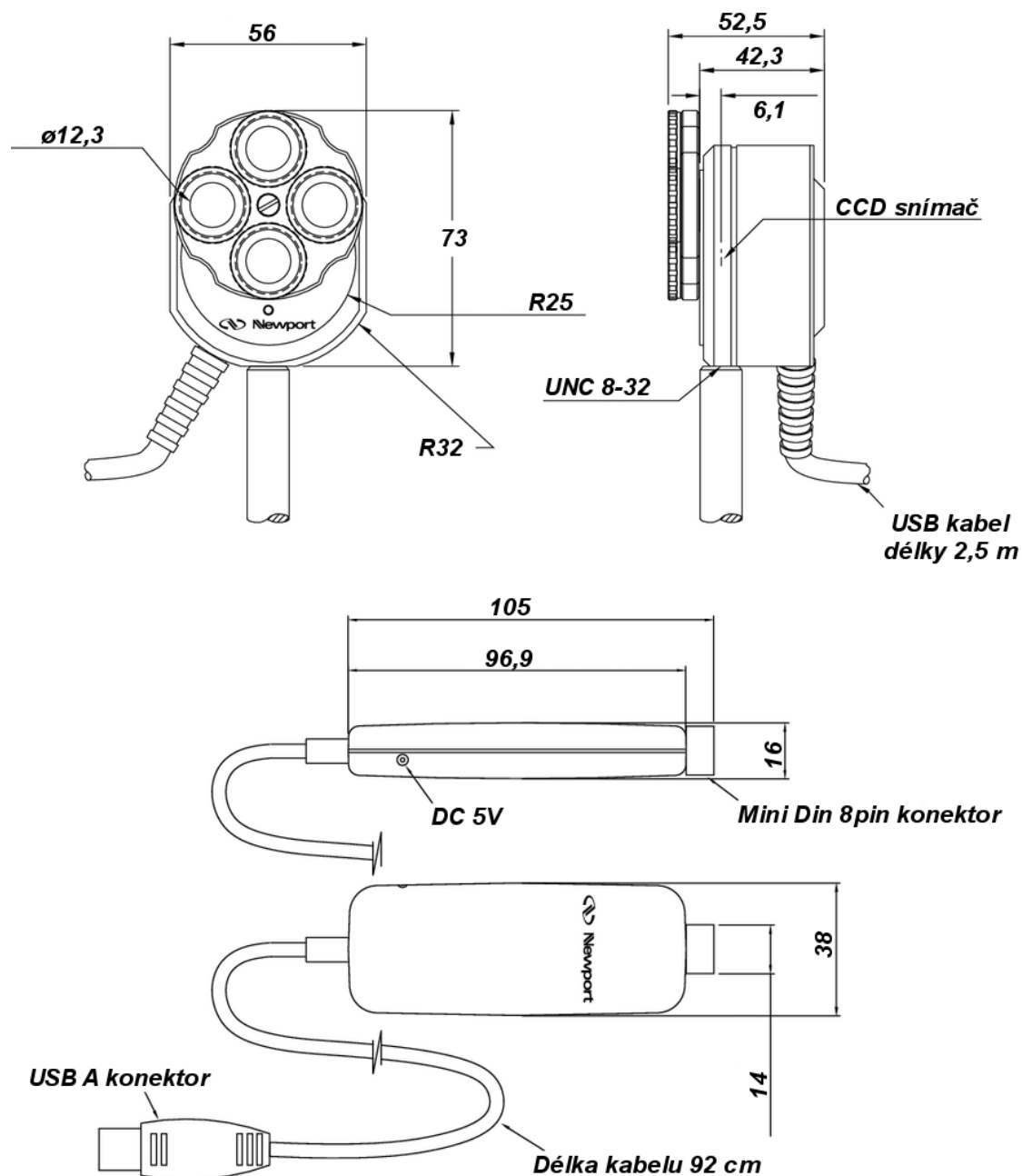
α	Úhel dopadu
β	Úhel lomu
n	Index lomu
P	Optický výkon
A_{AF}	Averaging factor
D	Velikost apertury
l_0	Minimální vnitřní průměr turbulentní cely
L_0	Maximální vnější průměr turbulentní cely
$\sigma^2_{I,rel}$	Relativní variance optické intenzity
$\sigma^2_{P,rel}$	Relativní variance optického výkonu
C_n^2	Strukturní parametr indexu lomu

SEZNAM PŘÍLOH

A	Laser beam profiler	64
A.1	Popis a rozměry Newport LBP měřicího ústrojí.....	64
B	Výsledky měření s čočkou č.1 v kapitole 5	65
B.1	Záznam měření při vzdálenosti 724 mm pro Tab. 5.3.1	65
B.2	Záznam měření při vzdálenosti 655 mm pro Tab. 5.3.1	65
B.3	Záznam měření při vzdálenosti 563 mm pro Tab. 5.3.1	66
B.4	Záznam měření při vzdálenosti 496 mm pro Tab. 5.3.1	66
B.5	Záznam měření při vzdálenosti 460 mm pro Tab. 5.3.1	67
B.6	Záznam měření při vzdálenosti 400 mm pro Tab. 5.3.1	67
B.7	Záznam měření při vzdálenosti 222 mm pro Tab. 5.3.1	68
B.8	Záznam měření při vzdálenosti 177 mm pro Tab. 5.3.1	68
B.9	Záznam měření při vzdálenosti 80 mm pro Tab. 5.3.1	69
C	Tabulkové výsledky graficky vyobrazené v kapitole 6.2	70
C.1	Relativní variance optické intenzity HeNe laseru 543 nm	70
C.2	Atmosférický útlum HeNe laseru $\lambda = 543$ nm.....	70
C.3	Relativní variance optické intenzity HeNe laseru 633 nm	70
C.4	Atmosférický útlum HeNe laseru $\lambda = 633$ nm.....	70

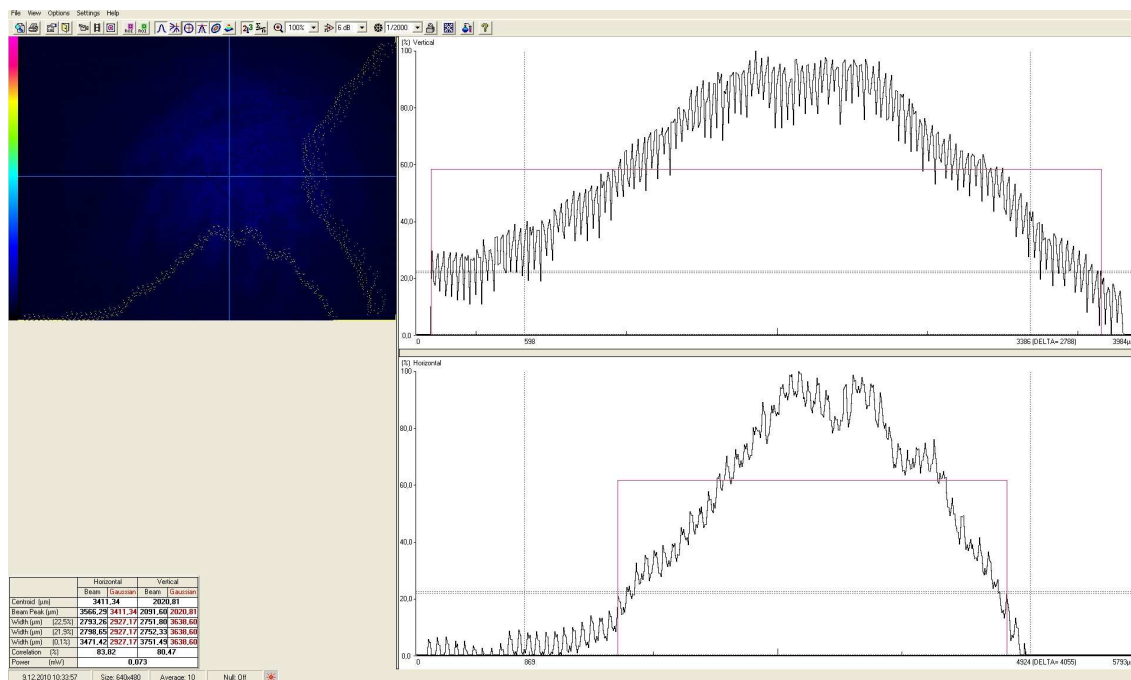
A LASER BEAM PROFILER

A.1 Popis a rozměry Newport LBP měřicího ústrojí

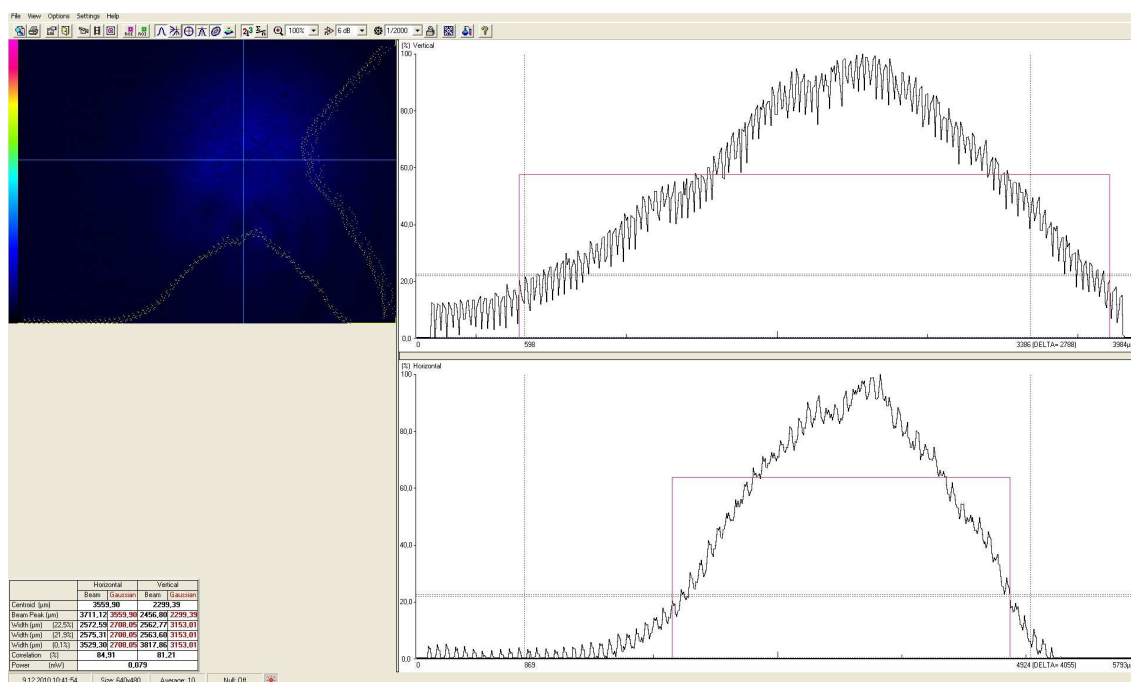


B VÝSLEDKY MĚŘENÍ S ČOČKOU Č.1 V KAPITOLE 5

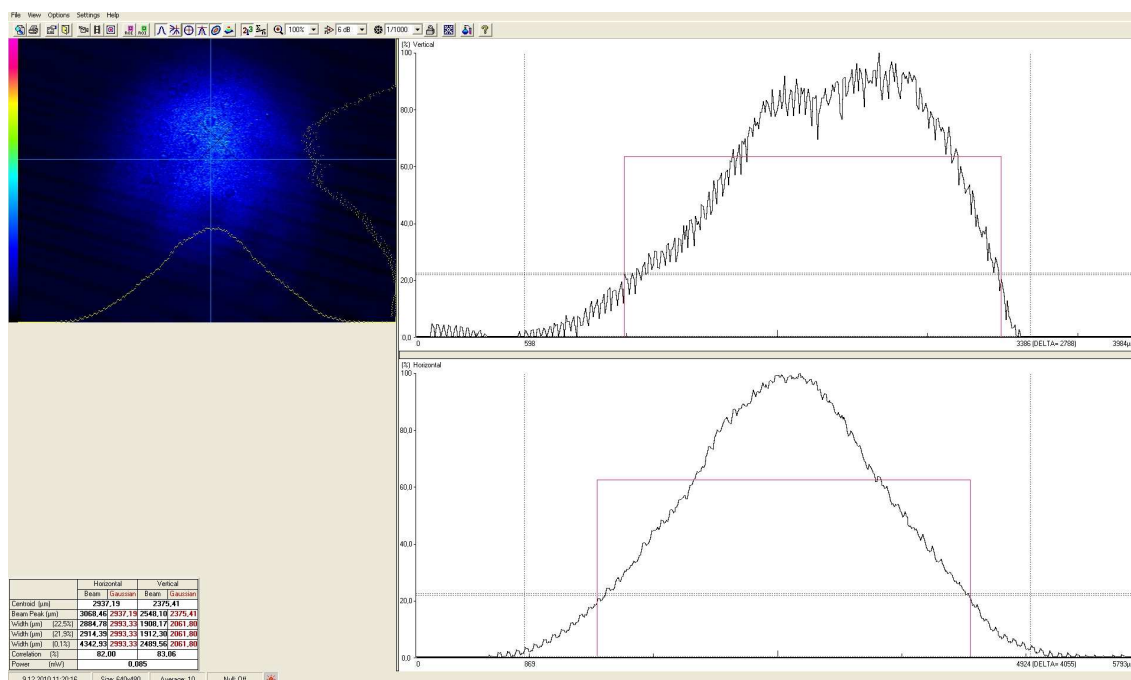
B.1 Záznam měření při vzdálenosti 724 mm pro Tab. 5.3.1



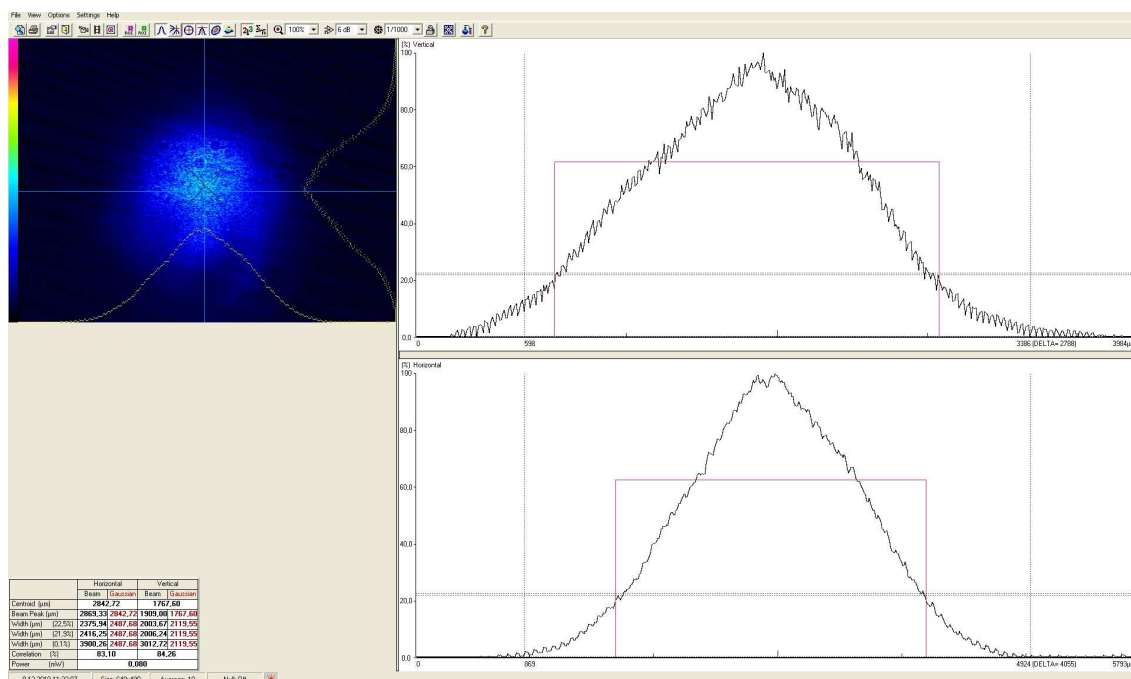
B.2 Záznam měření při vzdálenosti 655 mm pro Tab. 5.3.1



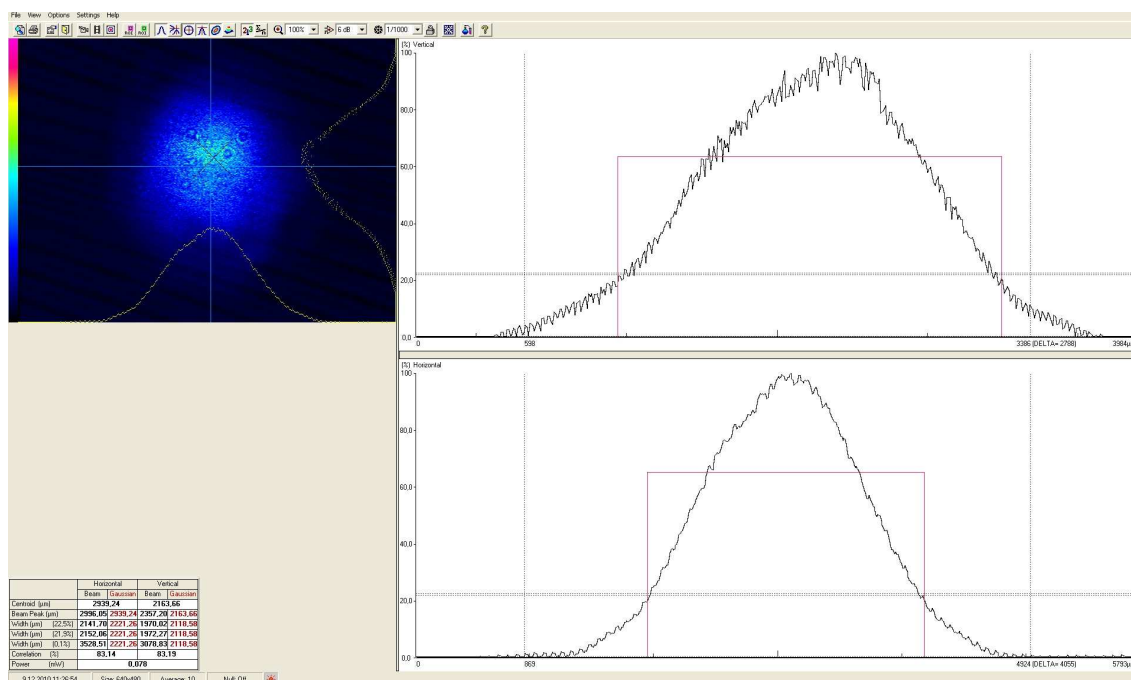
B.3 Záznam měření při vzdálenosti 563 mm pro Tab. 5.3.1



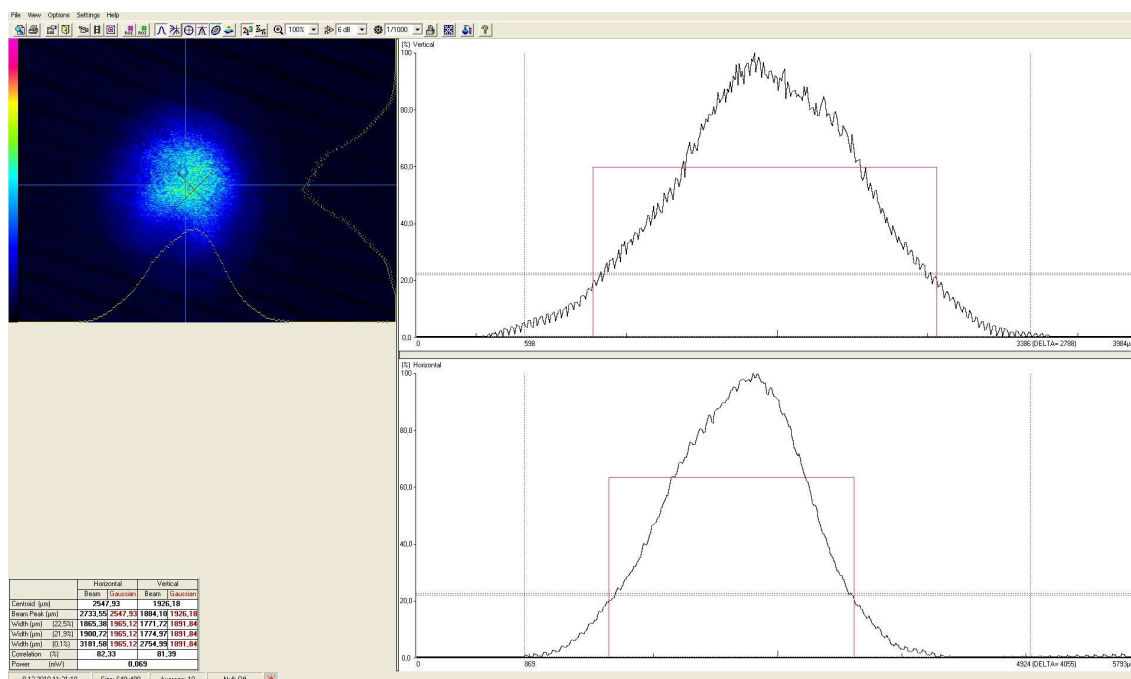
B.4 Záznam měření při vzdálenosti 496 mm pro Tab. 5.3.1



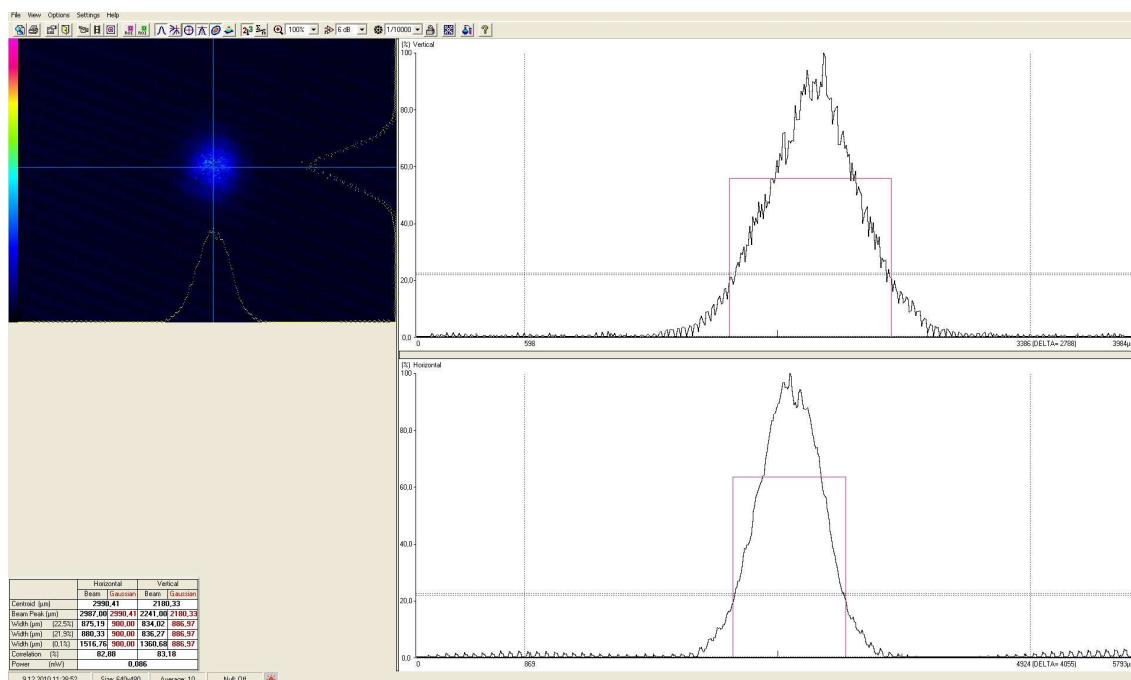
B.5 Záznam měření při vzdálenosti 460 mm pro Tab. 5.3.1



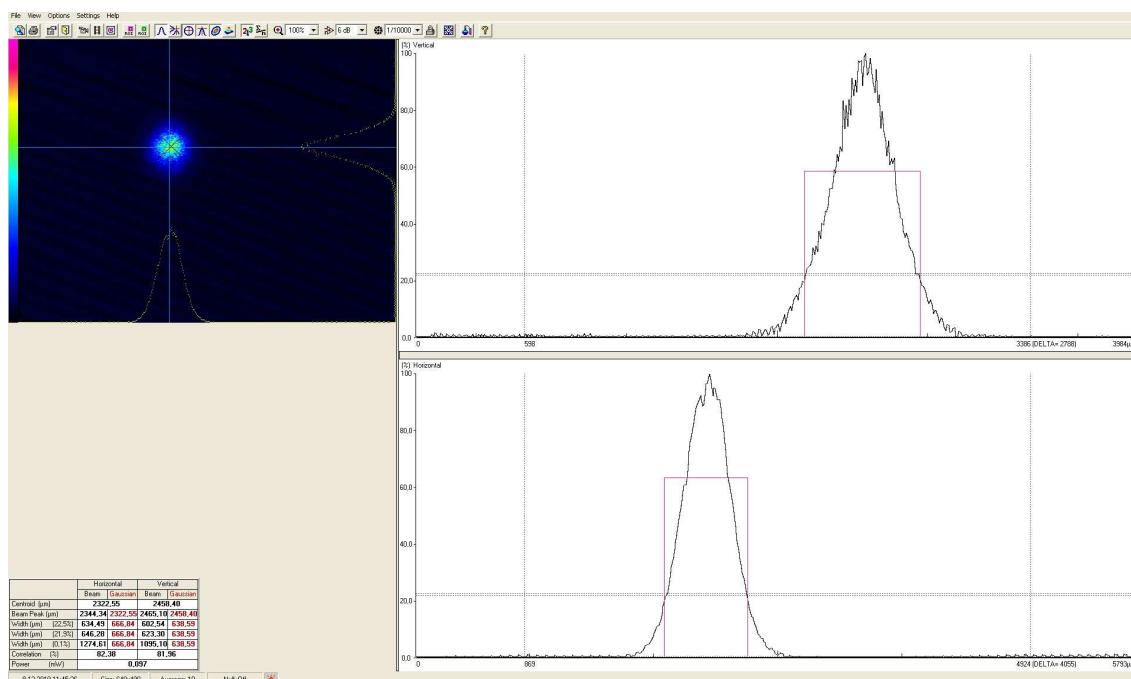
B.6 Záznam měření při vzdálenosti 400 mm pro Tab. 5.3.1



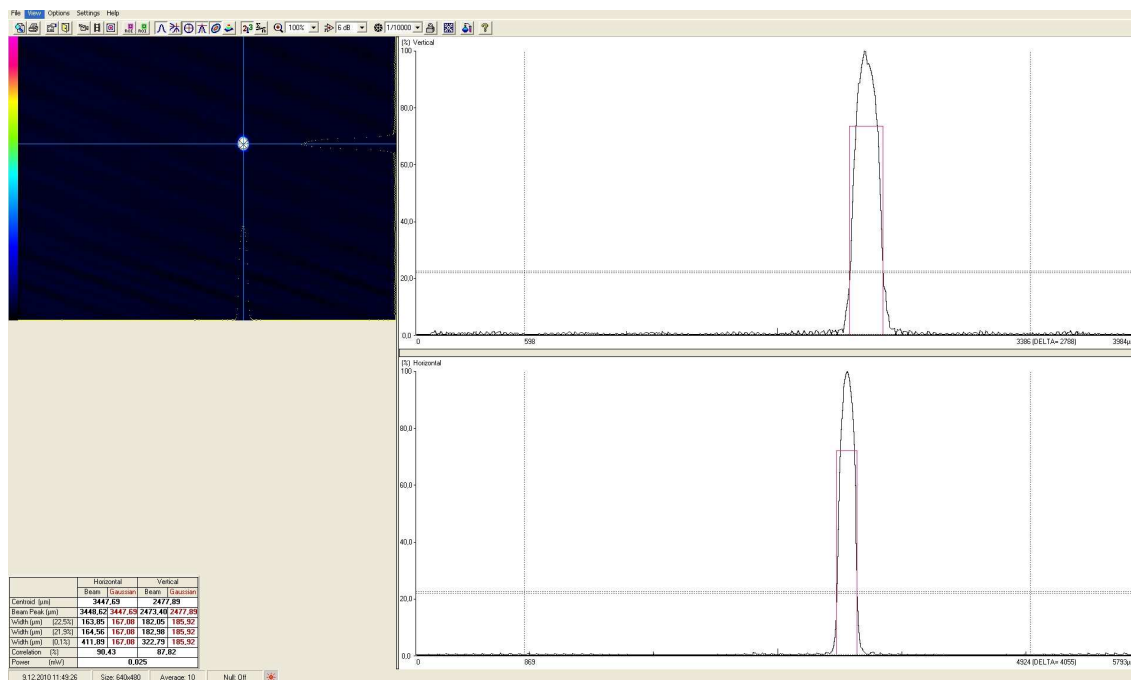
B.7 Záznam měření při vzdálenosti 222 mm pro Tab. 5.3.1



B.8 Záznam měření při vzdálenosti 177 mm pro Tab. 5.3.1



B.9 Záznam měření při vzdálenosti 80 mm pro Tab. 5.3.1



C TABULKOVÉ VÝSLEDKY GRAFICKY VYOBRAZENÉ V KAPITOLE 6.2

C.1 Relativní variance optické intenzity HeNe laseru 543 nm

Úroveň turb.	0	1	2	3	4	5	6
$\sigma^2_{I,rel}$ - Top hat	3,50E-06	2,81E-04	6,99E-04	1,50E-03	1,90E-03	3,50E-03	2,76E-03
$\sigma^2_{I,rel}$ - Gauss	6,88E-05	7,17E-04	2,80E-03	1,30E-03	2,40E-03	1,70E-03	2,80E-03

C.2 Atmosférický útlum HeNe laseru $\lambda = 543$ nm

Úroveň turb.	1	2	3	4	5	6
α_{APP} Top hat	0,020586	0,184912	0,745222	0,963532	1,112006	1,402243
α_{APP} Gauss	-2,21E-10	3,82E-09	-0,03359	0,16217	0,492636	1,225369

C.3 Relativní variance optické intenzity HeNe laseru 633 nm

Úroveň turb.	0	1	2	3	4	5	6
$\sigma^2_{I,rel}$ - Top hat	1,40E-05	7,89E-05	8,26E-05	2,78E-04	3,82E-04	1,96E-04	3,85E-04
$\sigma^2_{I,rel}$ - Gauss	2,41E-05	2,45E-04	5,81E-04	1,10E-03	1,70E-03	3,30E-03	4,20E-03

C.4 Atmosférický útlum HeNe laseru $\lambda = 633$ nm

Úroveň turb.	1	2	3	4	5	6
α_{APP} Top hat	2,89E-05	0,000427	-0,07971	-0,0851	-0,05895	0,001421
α_{APP} Gauss	1,71E-02	6,51E-02	0,179513	0,354553	0,711438	1,091559